

Журнал основан в 1965 г.,
выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ս. Քիսնովատի-Կոզան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորբազևի, Լ. Ս. Լուրդ,
Ե. Կ. Խարաձե, Ռ. Ի. Վիլաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր
խմբագիր), Ա. Գ. Մասիհ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Վ. Սորոկ (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Յու. Տերերիժ,
Ա. Տ. Քալոյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбачкий, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), Р. И. Киадзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Теремиз, Е. К. Харадзе.

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՅԻՋԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կազմից: Հանդեսը ապագում է ինֆեռստիպ եռվածնեւ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների զննվ:

Հանդեսը ետխառնված է գիտական աշխատակիցների, ապիրանտների և բարձր կարգի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ա. 80 կ., բաժանորդագինը 10 ա. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծդուստրոպիայի կենտրոն» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.7—355:520.843

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВЫХ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ. I

М. А. КАЗАРЯН, Э. С. КАЗАРЯН

Поступила 16 апреля 1986

Принята к печати 20 октября 1986

Приведены результаты спектральных наблюдений 42 галактик с УФ-избытком. Спектры были получены на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом UAGS в сочетании со сканером. В спектрах 27 галактик наблюдаются эмиссионные линии, один объект, № 82, имеет особенности галактик типа Сейферта. В спектре галактики № 188 линии не обнаружены в довольно широком интервале длин волн $\lambda\lambda$ 3550—7130 Å.

1. *Введение.* С 29 октября 1981 г. по 4 августа 1983 г. на 6-м телескопе САО АН СССР со спектрографом UAGS в сочетании со сканером нами получены 138 спектров для 42 новых галактик с УФ-избытком, взятых из списков [1—4].

В табл. 1 приведены те порядковые номера этих галактик, которые они имеют в списках [1—4]. В табл. 1 приведены также фотографические звездные величины и спектрально-морфологические (СМ) характеристики, которые тоже взяты из списков [1—4]. В табл. 1 приведена область длин волн, в которой получены сканы.

Для галактики № 19 кроме спектров, отмеченных в табл. 1, получен еще один спектр на 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Спектры галактик № 33 и 35 получены также на 6-м телескопе со спектрографом СП160 с ЭОП М9ЦВ. Предварительные данные, полученные при помощи спектров для этих галактик, опубликованы в работе [1].

2. *Описание спектров.* Краткое описание спектров галактик, отмеченных в табл. 1, приводится ниже.

№ 19 — При получении спектров этой галактики щель спектрографа проходила через ее яркое компактное ядро, так что сканы являются спектрами ядра галактики. В спектрах наблюдается линия поглощения Na I- λ 5893.

№ 32 — При получении спектров щель спектрографа проходила через яркую вытянутую часть галактики. В спектрах наблюдаются эмиссионные

Таблица 1

ДАННЫЕ О ГАЛАКТИКАХ С УФ-ИЗБЫТКОМ

№ галактики	$m_{\text{УФ}}$	СМ-характеристики	Спектральная область (А)	z	$M_{\text{УФ}}$
1	2	3	4	5	6
19	14 ^m 5	s2	5650—7100	0.0167	-19 ^m 6
32	17.0	d2	5680—7130	0.0372	-18.9
33	15.8	s1	5650—7100	0.0385	-20.1
34	17.0	s1	5680—7130	—	—
35	15.6	s2	4320—7100	0.0390	-20.5
55	15.5	d2	5680—7130	0.0033	-15.1
66	15.8	d3	5680—7130	0.0254	-19.2
70	15.6	d2	5680—7130	0.0374	-20.3
71	14.5	s3	5680—7130	—	—
78	14.5	s3	5650—7100	0.0168	-19.6
82	14.3	s3	5650—7100	0.0199	-20.5
100	15.8	sd2	5680—7190	0.0228	-19.0
128	15.0	d3	3350—7130	0.0036	-15.8
133	15.4	s1	3350—7130	0.0108	-17.8
144	16.0	d1	5650—7100	0.0270	-19.2
161	15.0	d2	4320—7130	—	—
166	15.2	s1	5680—7130	0.0277	-20.0
175	15.2	s2	4320—7100	0.0387	-20.4
179	16.0	d1	4320—7100	0.0344	-19.7
180	15.6	sd1	5680—7130	0.0443	-20.6
186	16.2	sd2	4320—7130	0.0054	-15.5
183	15.2	s2	3550—7100	—	—
215	15.0	s2	3350—7100	0.0372	-20.9
227	15.4	d2	5680—7130	0.0266	-19.7
233	15.0	sd2	5680—7130	0.0148	-18.9
234	15.3	s2	4320—7100	0.0313	-20.2
235	15.3	s2	4320—7100	0.0328	-20.2
239	15.0	s3	5680—7130	—	—
245	16.2	s3	5650—7100	0.0310	-19.3
262	16.8	sd1	5680—7130	0.0516	-19.8
279	15.5	s1	4320—7130	0.0282	-19.8
285	16.0	s1	5650—7100	0.0209	-18.6
300	14.0	s1	3350—7430	0.0224	-20.8
301	16.2	sd1	5650—7100	0.0325	-19.4
312	16.0	d1	5650—7100	0.0279	-19.2

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
317	15 ^m 8	s1	4320—7130	0.0242	—19 ^m 1
329	15.5	d2	5650—7100	0.0364	—20.3
330	16.5	s1	5680—7130	0.0200	—18.0
346	14.7	s1	5650—7100	0.0145	—19.1
350	15.1	d1	4320—7100	0.0148	—18.8
531	15.2	s1	4320—7130	0.0372	—20.7
578	15.0	sd2	5680—7100	0.0244	—19.9

линии [N II] λ 6584 и H_{α} , причем первая из них сливается с линией неба λ 6830.

№ 33 — Так как галактика компактная, почти не отличается от звезды, то при получении спектра щель спектрографа имела произвольное направление. В спектре наблюдаются сильные эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_{α} и [O I] λ 6300.

№ 34 — При получении сканов спектра щель спектрографа проходила через большую ось галактики. Из сканов этой галактики, охватывающих область $\lambda\lambda$ 5680—7130 А, видно, что в спектре линии не наблюдаются.

№ 35 — При получении спектров галактики щель спектрографа проходила через ее яркое ядро и направлена вдоль слабых рукавов. В спектрах наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} , которые имеют умеренную яркость, причем [N II] λ 6584 более интенсивная и широкая, чем линия H_{α} . В голубой области спектра линии не обнаружены.

Все спектры принадлежат ядру галактики, поскольку ядро очень яркое по сравнению с рукавами.

№ 55 — При получении спектров галактики щель спектрографа направлена вдоль большой оси галактики. В спектрах наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} .

№ 66 — При получении сканов спектра галактики щель спектрографа проходила через ее компактное ядро. Из сканов видно, что в ее спектре наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} .

№ 70 — При получении сканов спектра галактики щель спектрографа проходила через ее ядро. Сканы слабые, из них видно, что в спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} . Линия [N II] λ 6584 сливается с линией неба λ 6830.

№ 71 — Из сканов спектра, охватывающих область $\lambda\lambda$ 5680—7130 А, видно, что в спектре галактики линии не обнаружены.

№ 78 — В спектре наблюдается только линия поглощения Na I λ 5893.

№ 82 — При получении сканов спектра щель спектрографа проходила через большую ось галактики. Из сканов видно, что в спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} , а также линия поглощения Na I λ 5893. Линия H_{α} широкая, ее нижняя часть сливается с линией [N II] λ 6584. Если предположить, что линия расширялась по закону Доплера, то ее полуширина на уровне непрерывного спектра соответствует примерно 600 км/с. Приблизительно такую же ширину имеет линия поглощения Na I λ 5893. Можно предполагать, что галактика № 82 имеет особенности галактик типа Sy 2.

№ 100 — В спектре наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] λ 6584 и H_{α} , а также линия поглощения Na I λ 5893.

№ 128 — В спектре наблюдаются сильные эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} .

№ 139 — Из сканов видно, что в спектре галактики наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H_{α} , [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_{β} и [O II] λ 3727. В спектре галактики наблюдаются также линии поглощения H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} и Ca II $\lambda\lambda$ 3968, 3934.

№ 144 — Из сканов галактики видно, что в спектре наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} .

№ 161 — В спектре, охватывающем область $\lambda\lambda$ 7130—4320 А, линии не обнаружены.

№ 166 — В спектрах наблюдаются линии поглощения H_{α} и Na I λ 5893. Первая из них слабая.

№ 175 — В спектрах галактики наблюдаются слабые линии поглощения H_{α} , Na I λ 5893 и H_{β} .

№ 179 — В спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} .

№ 180 — В спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} , причем первые две из них сливаются с линиями неба $\lambda\lambda$ 6860 и 6830 соответственно.

№ 186 — В спектрах галактики наблюдаются линии H_{α} и H_{β} , причем первая из них наблюдается в эмиссии, а вторая в поглощении.

№ 188 — В спектрах, охватывающих область $\lambda\lambda$ 7100—3550 А, линии не обнаружены.

№ 215 — На сканах спектра галактики отождествлены линии поглощения Na I λ 5893, Mg I λ 5173, Ca II $\lambda\lambda$ 3968, 3934 и полоса G.

№ 227 — При получении сканов спектра щель спектрографа проходила через яркое ядро галактики. Из сканов видно, что в спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H₂.

№ 233 — Из сканов видно, что в спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II] λ 6584 и H₂.

№ 234 — Из сканов видно, что в спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H₂. В голубой части спектра едва заметна слабая эмиссионная линия H_β.

№ 235 — Из сканов видно, что в спектрах галактики имеются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H₂. Линии H_β и H_γ наблюдаются в поглощении. В спектре наблюдаются также две эмиссионные линии, длины волн которых равны $\lambda_1 = 5217$, а $\lambda_2 = 5103$. Они пока не отождествлены. Эта галактика с предыдущей галактикой, № 234, возможно, составляет физическую пару, так как они находятся почти на одинаковом расстоянии, их радиальные скорости отличаются приблизительно на 450 км/с. Кроме того, угловое расстояние между ними составляет примерно 4' 38".

№ 239 — Из сканов, охватывающих область $\lambda\lambda$ 7130—5680 А, видно, что в спектрах линии не наблюдаются.

№ 245 — В спектрах галактики наблюдаются линии поглощения H и K Ca II.

№ 262 — В спектрах наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H₂, H₃ и [O II] λ 3727.

№ 279 — Согласно морфологическому описанию галактики, она состоит из двух частей: восточной и западной, последняя очень похожа на звезду. При получении сканов спектра галактики щель спектрографа проходила через эти части: Из сканов видно, что в спектре наблюдаются эмиссионные линии [N II] λ 6584, H₂, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_β. Линия H_γ наблюдается в поглощении. Красное смещение, определяемое по этим линиям, примерно $z = 0.0282$. Кроме этих линий в спектре наблюдаются также линии поглощения H₂ и H_β, которые не смещены. По всей вероятности, эти линии принадлежат западному объекту, являющемуся звездой. Таким образом на спектр галактики проектируется спектр звезды — спектр западного объекта.

№ 285 — В спектре галактики наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} . Линия H_{α} очень сильна.

№ 300 — При получении спектров этой галактики щель спектрографа проходила через центральный яркий объект. В этих спектрах наблюдаются только линии поглощения. Их изучение показало, что линии бальмеровской серии H_{α} , H_{β} и H_{γ} несмещенные, а каждая из линий поглощения H и K Ca II и Na I λ 5893 наблюдается как в смещенном, так и в несмещенном виде. Причем, их смещенные компоненты слабее. Несмещенные линии принадлежат яркому объекту и показывают, что этот объект является звездой, которая проектируется на центральную часть галактики. Смещенные линии принадлежат галактике. При получении одного из этих спектров щель спектрографа проходила через центральную часть галактики так, что в щель не попадал вышеотмеченный объект. Но щель имела такое направление, что в нее попадал другой компактный объект, который находится от центра галактики на расстоянии $54''$ и связан с галактикой полосой. Специально для этого объекта получены также два скана спектра. Изучение спектров этого объекта показывает, что в них наблюдаются линии H и K Ca II, Na I λ 5893 и другие линии поглощения Fe I, которые имеют такое же красное смещение, как и галактика, т. е. этот объект действительно связан с галактикой и составляет с ней пару. Звезда, которая проектируется на центральную часть галактики, имеет цветовые особенности ядер галактик типа Сейферта. По всей вероятности, этот объект является двойной звездой, один из компонентов которой является звездой раннего спектрального класса, скажем типа O или B, а другой — звездой позднего спектрального класса, например, типа F.

№ 301 — В спектре галактики наблюдаются слабые эмиссионные линии [N II] λ 6584 и H_{α} .

№ 312 — В спектре галактики наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} .

№ 317 — В спектре наблюдается эмиссионная линия H_{α} и линии поглощения Na I λ 5893 и H и K Ca II.

№ 329 — В спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} . Линия [N II] λ 6584 сливается с линией неба λ 6830.

№ 330 — В спектре наблюдаются линии поглощения H_{α} и N_{α} I λ 5893.

№ 346 — Из сканов видно, что в спектре галактики наблюдаются сильные эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H_{α} .

№ 350 — В спектрах галактики наблюдаются эмиссионные линии [S II] λ 6731, 6717, [N II] λ 6584, 6548, H_γ, [O III] λ 5007, 4959, H_β и H_γ. Линии [O III] λ 5007, 4959 и H_γ слабые, последние две едва заметны на сканах.

№ 531 — В спектрах галактики наблюдаются линии поглощения H_β, Na I λ 5893, Fe I λ 5270, Mg I λ 5183, 5173, H_β, H_γ и другие, принадлежащие Fe I.

№ 578 — В спектрах наблюдаются линии поглощения H и K Ca II.

Таким образом, из 42 галактик 27 или 64.3% являются эмиссионными галактиками, 10 или 23.8% — галактики, в спектрах которых наблюдаются только линии поглощения, а 5 или 11.9% — галактики, в спектрах которых линии не обнаружены. Порядковые номера галактик; принадлежащих последнему классу, следующие: № 34, 71, 161, 188 и 239. Причем, в спектрах галактик № 34, 71 и 239 линии не обнаружены в области λ 7130—5680 Å, № 161 — 7130—4320 Å, а № 188 — 7130—3550 Å. Галактика № 82 имеет особенности галактик Сейферта второго типа (Sy 2).

Красные смещения 37 галактик были определены при помощи линий, приведенных в описаниях спектров. Их значения и абсолютные фотографические звездные величины приведены в табл. 1. При определении абсолютных звездных величин постоянная Хаббла принималась $H = 75$ км/с Мпк. Из табл. 1 видно, что красные смещения и абсолютные фотографические величины галактик с УФ-избытком меняются в довольно широких интервалах, первые из них от 0.0033 до 0.0516, а вторые от $-15^m.1$ до $-20^m.9$. Самую низкую светимость имеет галактика № 55, $M_{pg} = -15^m.1$, а самую высокую № 215, $M_{pg} = -20^m.9$.

3. *Обсуждение результатов.* Изученные нами галактики, как видно из табл. 1, имеют разные спектрально-морфологические (СМ) характеристики. Их щелевые спектры также обладают разными особенностями. Для представления, как распределяются эти галактики по СМ-характеристикам и по типу щелевых спектров, приводится табл. 2. В этой таблице дано количество галактик, которые обладают баллами УФ-избытка 1; 2 и 3, а также количество галактик, имеющих другие СМ-характеристики, s, sd и d. В последней строке этой таблицы приведено общее количество галактик, обладающих отмеченными СМ-характеристиками.

Из табл. 2 видно, что 83.3% галактик, изученных нами, имеют баллы УФ-избытка 1 и 2, т. е. сильный УФ-избыток. Однако только 24 или 57.1% из них являются эмиссионными галактиками. 30 или 71.4% галактик имеют типы s и sd. Это означает, что УФ-избыток у этих галактик наблюдается от их ядер, ядерных областей или целых галактик, являющихся компактными. В спектрах 16 или 53.3% из них наблюдаются эмиссионные

линии. 12 галактик имеют тип «d», из них 11 или 91.7% являются эмиссионными галактиками.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ПО
СМ-ХАРАКТЕРИСТИКАМ И ПО ТИПУ СПЕКТРА

Тип спектра	СМ-характеристика					
	1	2	3	s	sd	d
Эмиссионный	13	11	3	10	6	11
Абсорбционный	4	4	2	9	1	—
Без линий	1	2	2	4	—	1
Всего	18	17	7	23	7	12

Таким образом, самый большой процент эмиссионных галактик встречается у тех галактик с УФ-избытком, которые обладают типом «d».

Галактики № 19, 166, 215, 330, 531 и 578 имеют сильный УФ-избыток и относятся к типам s и sd. Однако в их спектрах наблюдаются только линии поглощения. Для ядра одной из этих галактик, № 19, имеются данные UVV-фотометрии [5]. Для него $U-B = -0.31$, это говорит о том, что ядро галактики № 19 имеет сильный УФ-избыток, т. е. подтверждает бал избыточного излучения.

Таким образом, ядро галактики № 19 является голубым объектом и в его звездном составе, по всей вероятности, относительное количество звезд типов O и B таково, что основная часть излучения ядра в УФ-области спектра обусловлена ими. Обычно при таком звездном составе, если бы в ядре или галактике имелось достаточное количество газовой составляющей, в их спектрах наблюдались бы эмиссионные линии. Однако, как было отмечено выше, в спектре ядра галактики № 19 наблюдается только линия поглощения Na I λ 5893, т. е. эмиссионные линии не наблюдаются. Исходя из этого, можно заключить, что в ядре галактики № 19 практически отсутствует газовая составляющая.

Такие же особенности имеют те галактики, которые обладают подобными цветовыми и спектральными признаками, в том числе и ядра галактик № 166, 215, 330, 578, а также галактика № 531.

Обычно при возникновении звезд в галактиках или в какой-нибудь части галактик образуется и газовая составляющая, об этом свидетельствует большинство галактик с УФ-избытком. В них идут бурные процессы возникновения звезд, а также параллельно образуется газовая составляющая, где возникают эмиссионные линии. В случае галактики № 19 тоже имеется достаточное количество молодых звезд, но в них не наблюдается газовая составляющая.

Линия $\text{Na I } \lambda. 5893$ наблюдается в спектрах галактик № 19, 166, 215, 330 и 531, так что можно сделать сравнение. У галактики № 215 эта линия широкая, а у № 531 узкая, ее полуширина на уровне непрерывного спектра примерно в три раза больше таковой у галактики № 531. Если предполагать, что линии поглощения у галактики № 215 расширяются по закону Доплера, то их полуширинам на уровне непрерывного спектра будет соответствовать скорость расширения, V_r , равная, примерно, 1200 км/с.

Такими широкими линиями обладают сейфертовские галактики второго типа, только у них линии являются эмиссионными.

Линия $\text{Na I } \lambda. 5893$ в спектре галактики № 19 тоже широкая, ее полуширине на уровне непрерывного спектра соответствует скорость расширения примерно 700 км/с. Как было отмечено в работе [6], такие широкие линии поглощения наблюдаются также в спектрах галактик № 73 и 125, первая из них является галактикой Сейферта второго типа.

Как нужно понимать появление широких линий поглощения в спектрах галактик? В случае галактик типа Сейферта широкие эмиссионные линии, наблюдавшиеся в их спектрах, по всей вероятности, можно объяснить излучениями быстро движущихся в разные стороны газовых облаков. Широкие линии поглощения, наблюдавшиеся в спектрах этих галактик, по-видимому, имеют звездное происхождение. Однако относительные радиальные скорости этих звезд довольно большие, они составляют в галактике № 19 примерно 700 км/с, а в № 215 — 1200 км/с.

Конечно, такое объяснение образования широких линий поглощения очень схематично и требует подробного количественного анализа.

Ереванский государственный
университет
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS. I

M. A. KAZARIAN, E. S. KAZARIAN

The results of the spectral observations of 42 galaxies with UV excess are presented. The spectra have been obtained with the 6 m telescope of SAO by using the UAGS spectrograph and scanner. In the spectra of 27 galaxies the emission lines are observed. One of the objects, No. 82, has the properties of the Seyfert type galaxies. In the spectrum of the galaxy No. 188 in the region of the wavelength $\lambda\lambda$ 3550—7130 Å no lines have been observed.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
3. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
4. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 19, 213, 1983.
5. В. С. Тамазян. *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 54, 80, 1983.
6. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 22, 431, 1985.

УДК: 524.3—355

КВАЗАРЫ И ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ В БЮРАКАНСКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОБЗОРАХ

Б. Е. МАРКАРЯН, Л. К. ЕРАСТОВА, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ,
Дж. А. СТЕПАНЯН, А. И. ШАПОВАЛОВА

Поступила 4 июля 1986

Принята к печати 3 ноября 1986

Приведены результаты спектральных наблюдений 19 звездных объектов из первого Бюраканского обзора. Среди них обнаружено пять квазаров. Найдено, что около 2% объектов первого Бюраканского обзора неба являются квазизвездными объектами или мощными сейфертовскими галактиками первого типа. По всем спектральным данным построены выборки квазаров первого и второго Бюраканских обзоров, которые сравниваются с выборками квазаров, обнаруженных другими методами. Показано значительное отличие сравниваемых выборок. Распределение красных смещений объектов второго обзора ближе всего соответствует таковому для радионисточников. Для близких и ярких QSO полнота (верхняя граница) BQS и SBS обзоров составляет 50% и 40% соответственно. Показано, что на северном небе ($|b| > 30^\circ$) полное число близких и ярких QSO, удовлетворяющих следующим критериям: $m_{RG} < 16^m$, $z < 0.16$, $M_{RG} < -23^m$, $U - B < -0^m44$, должно быть порядка пятидесяти. Это соответствует плотности ~ 0.005 на квадратный градус. Приведен список 33 объектов, имеющих непрерывные спектры. Они могут быть как DC, DB карликами, так и внегалактическими объектами: квазарами со слабыми линиями, оптическими лазертидами и объектами иной природы.

1. Введение. К настоящему времени открыто свыше 2800 квазаров и число их быстро возрастает. Тем не менее, полные выборки их состоят, как правило, из нескольких десятков-сотен объектов. При этом используются разные методы поиска, что обуславливает значительную наблюдательную селекцию. Для изучения эволюции пространственной плотности и связи с другими типами объектов большую роль играет сравнение различных методов и анализ селекций рассматриваемых выборок.

В течение последних двадцати лет (1965—1985 гг.) в Бюраканской обсерватории проводились два спектральных обзора неба на 40—52" телескопе системы Шмидта в сочетании с набором объективных призм. Цель обзоров — поиск и исследование пекулярных объектов, обладающих

избыточным ультрафиолетовым излучением в континууме. Особый интерес представляют звездообразные объекты с плоским или степенным спектром. Среди них следует ожидать наличия заметного количества QSO и родственных им объектов. В первом Бюраканском обзоре среди звездных объектов ранее уже был открыт ряд ярких, ныне хорошо известных квазаров, как, например, Маркарян 64, 106, 132, 205, 679 и др.

В настоящей работе мы приводим результаты спектральных исследований оставшихся кандидатов в квазары из первого обзора, избранных кандидатов в квазары второго обзора, а также сравнение наших и других выборок QSO, полученных разными методами.

2. Краткие характеристики Бюраканских спектральных обзоров. Первый Бюраканский обзор — FBS (The First Byurakan Survey) был начат Б. Е. Маркаряном в 1965 г. и проводился в течение 15 лет. Основная цель этого обзора — поиск ярких галактик с интенсивным ультрафиолетовым континуумом в высоких галактических широтах ($|b| > 30^\circ$) северного полушария.

В результате выполнения FBS-обзора было обнаружено ~ 1500 объектов (галактики Маркаряна), в число которых входят и 43 звездных объекта, более или менее сходных по своим спектральным характеристикам с квазарами. Подробно сведения и данные о первом обзоре опубликованы в работах [1—3].

Основная цель первого обзора — выделение сравнительно ярких, пекулярных по природе излучения галактик до 17—17^m5. Поэтому включенные в списки первого обзора 43 звездных объекта составляли лишь незначительную часть объектов, выявленных во время обзора. Необходимо отметить, что кроме этого на снимках первого обзора было обнаружено и отмечено несколько тысяч слабых голубых звездных объектов, подавляющее большинство которых, по-видимому, является звездами.

Наблюдения по программе второго Бюраканского обзора — SBS (The Second Byurakan Survey) начаты в 1975 г., а систематические — в 1978 г. Сведения о результатах второго обзора опубликованы в [4, 5].

Основные отличия второго обзора от первого: существенно больший предел, достигающий 19—19^m5 величины, и выявление новых типов пекулярных объектов. Из-за многочисленности отбираемых объектов второй обзор проводится лишь в отдельных избранных площадках. Наиболее важным отличием FBS-обзора от SBS-обзора является систематический отбор всех типов звездных объектов, среди которых можно ожидать наличия квазаров: кандидаты в QSO, голубые звездные объекты — BSO (Blue Stellar Object) и голубые звезды — BS (Blue Star). Последний тип характери-

зуются, как правило, наличием признаков абсорбционных линий в спектре. Например, большая часть белых карликов типа DA попадает в группу BS. Краткие сведения и основные характеристики обоих Бюраканских обзоров приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры	FBS	SBS
Сроки обзора	1965—1980 гг.	1975 г. — настоящее время
Оборудование	Призма — 1°.5, фотомультипликаторы Кодак 11А-Е, 103а-Е, 11Е.	Призмы — 1°.5, 3°, 4°, фотомультипликаторы Кодак 11а-Е, 11а-Е+фильтры.
Области неба	Северное небо—15000 кв. град; $ b > 30^\circ$, $z > -15^\circ$.	Пять полей $4^\circ \times 4^\circ$ в области α (8^h-17^h), z ($+49^\circ-+61^\circ$).
Типы объектов	УФ-галактики, кандидаты в QSO.	УФ-галактики, эмиссионные галактики, QSO, BSO и BS.
Количество звездных объектов	Кандидаты в QSO — 43.	Кандидаты в QSO — 53, BSO — 89, BS — 67.
Результаты спектральных наблюдений	QSO — 13, звезды — 30.	QSO — 49, звезды — 60, континуальные объекты — 33, не наблюдались — 67.
Выборки QSO	$13+17^\circ=30$	$49+11^\circ=60$.

* Для сравнения наших данных с данными других авторов мы включили в выборку первого обзора 17 наиболее мощных сейфертовских галактик с $M_{pg} < -23^m$ ($H = 50$ км/с Мпк). Все эти объекты, кроме Марк 840 и 1413, красные смещения которых измерены нами недавно, входят в каталог квазаров [6]. К объектам второго обзора добавлено 11 квазаров, обнаруженных нами в соседних полях.

3. Спектральные наблюдения на БТА кандидатов в QSO из первого обзора. Из 43 звездных объектов первого обзора спектральные данные имелись для 24, среди которых было найдено 8 квазаров. За период 1977—1983 гг. мы проводили спектральные наблюдения оставшихся 19 объектов. Все наблюдения выполнены в первичном фокусе БТА со спектрографом УАГС и ЭОП типов УМ-92 и УМК-91В. Как правило, получались нерасширенные спектры в диапазоне $\lambda\lambda$ 3500—5800 с линейной дисперсией 90—100 А/мм и спектральным разрешением 5—10 А на фотоэлементах А-600, А-600Н и А-500Н. Результаты наблюдений приведены в табл. 2 и примечаниях к ней.

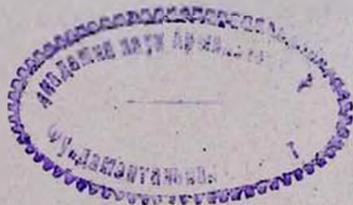


Таблица 2'

Объект (Марк)	m_{pg}	z_{em}	Примечания.
113	14.5	—	<i>Abs:</i> H, K Call. Проекция звезды на галактику.
228	16.5	—	Белый карлик типа DA.
252	17	—	По-видимому, белый карлик типа DA.
380	17	0.475	<i>Em:</i> Mg II λ 2798.
425	16	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
436	16	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
437	16	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
448	17	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
458	16	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
460	16	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
495	15.5	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
511	15	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
574	16.5	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
578	16	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
586	16	0.156	<i>Em:</i> [O III], H β , H γ .
992	17.5	0.660	<i>Em:</i> Mg II λ 2798, [Ne III].
1148	17	0.065	<i>Em:</i> [O III], H β .
1278	17	—	<i>Abs:</i> H, K Call.
1413	17	0.863	<i>Em:</i> [O III], H β , [O II]

Примечания к Таблице 2

Маркарян 380 — Ранее спектр этого объекта наблюдался Денисюком и Синяевой на малом телескопе [7]. Ими были найдены три уверенные линии: λ 7128, λ 6553, λ 4540 и сделана попытка отождествления с $z_{em} = 2.737$. Наши наблюдения установили наличие линии λ 7128 в спектре, но с другим отождествлением — H β , а также λ 4995 — [Ne V] и λ 4130 — Mg II, $z_{em} = 0.475$.

Маркарян 586 — NAV 0205+024. Спектр типичной сейфертовской галактики первого типа.

Маркарян 992 — Объект исследовался также Остерброком и Дахари [8]. Их значение красного смещения $z_{em} = 0.654$.

Маркарян 1148 — PG 0049+171. Спектр типичной сейфертовской галактики первого типа. Наблюдается широкая эмиссионная линия H α с полной шириной порядка 180 Å. Вероятно, объект является переменным, во время наблюдений на БТА он имел видимую яркость около 15^m .

Маркарян 1413 — В спектре наблюдаются довольно слабые эмиссионные линии [O III] и широкая, но малоконтрастная линия Mg II λ 2798.

Отметим, что из пяти наблюдавшихся квазаров у двух: Марк 992 и 1413 линии в спектре довольно слабы. Таким образом, из 19 звездных объектов, изученных на БТА, пять являются QSO и 14 — звездами.

4. *Выборки QSO из других обзоров.* Основным признаком отбора объектов в Бюраканских обзорах является наличие избыточного ультрафиолетового излучения в континууме. В известных ныне выборках квазаров использованы другие критерии: присутствие сильных эмиссионных линий, аномальные цвета или позиционные методы (оптическое отождествление радиисточников). Очевидно, при этом следует ожидать сильных эффектов селекции, присущих каждому методу поиска, что значительно осложняет построение полной выборки квазаров. Сказанное хорошо видно из рассмотрения распределения по красным смещениям всех QSO, представленных в каталоге Хьюитт и Бербиджа [9]. Выборки QSO, полученные позиционными и колориметрическими, либо спектральными методами, сильно отличаются друг от друга, мода распределения для них по z равна 0.5 и 2.2, соответственно.

Для сравнения наших данных с данными других обзоров мы построили четыре опорных выборки:

- 1) BQS ($N = 92$) — Паломарский обзор ярких квазаров [10].
- 2) PKS ($N = 400$) — Радиообъекты (Парковский обзор) [6].
- 3) BSO ($N = 105$) — Слабые голубые звезды (PHL, TON, LB, а также BS и BSO из списков Брачези и соавторов [11, 12]).
- 4) UM ($N = 104$) — Квазары из Мичиганского обзора, найденные по сильным эмиссионным линиям в спектрах, полученных с объективной призмой [13—15].

Выборку квазаров первого Бюраканского обзора можно сравнить с первой выборкой, имеющей предельную звездную величину $16^m.2$, а выборку квазаров второго обзора мы будем сравнивать с тремя другими выборками (2—4).

5. *Распределение красных смещений QSO из FBS и SBS обзоров и проблема полноты выборки.* Рассматриваемые нами выборки квазаров из первого и второго обзоров (ранжированные по z) представлены в табл. 3 и 4, соответственно, где приведены объекты с $M_{pg} \leq -23^m.0$ ($H = 50$ км/с Мпк).

Для полноты выборки в табл. 3 включены также три компактные галактики Цвикки, обнаруженные нами в ходе обзора, но не вошедшие первоначально в списки.

Таблица 3

Объект	z_{em}	Объект	z_{em}	Объект	z_{em}
509	0.035	668	0.077	813	0.131
231	0.041	584	0.078	586	0.156
926	0.047	478*	0.079	1014*	0.163
376	0.056	1383*	0.086	64	0.184
1298*	0.060	III Zw 2*	0.089	830	0.210
II Zw 136*	0.061	1320	0.103	380	0.475
I Zw 1*	0.061	877*	0.114	992	0.654
771*	0.064	840	0.112	1413	0.863
304*	0.067	106	0.122	132	1.758
205	0.070	876*	0.129	679	1.904

* Общие с BQS объекты.

Таблица 4

Обозначение SBS	z_{em}	Обозначение SBS	z_{em}	Обозначение SBS	z_{em}
1136+579	0.116	0954+556*	0.909	0958+551*	1.758
0936+562	0.117	1148+549*	0.969	0757+604	1.776
1116+610	0.298	1656+571*	1.290	0151+048*	1.910
1316+580*	0.321	1525+580	1.326	1117+535	1.921
1704+608*	0.371	1118+609	1.350	1232+555	1.954
0151+045*	0.404	0942+564	1.368	1315+605	1.981
0801+581	(0.436)	0945+549	1.369	1230+559	1.988
1136+575	0.448	1204+597	1.369	1119+612	1.988
1222+546	0.463	0936+514	1.370	1345+584*	2.039
1259+593*	0.472	0920+580	1.376	0957+557	2.100
0944+540	0.492	1125+584	1.394	1221+545 A	2.106
0943+511	0.505	1220+567	1.400	1213+568	2.150
1229+557 A	(0.571)	0953+556	1.410	1139+593	2.19:
0936+518	0.608	1110+596	1.420	1215+521	2.220
0953+540	(0.609)	1039+582	1.472	1128+574	2.231
1209+558	(0.64:)	1210+570	1.551	1055+584	2.239
0800+608*	0.689	1229+597	1.592	0747+611	2.492
0950+565	(0.72:)	1558+591	1.602	0953+549	2.584
1013+596	(0.850)	1217+544	1.656	1116+603	2.638
1220+559	(0.905)	1208+554	1.684	1224+561	2.830

* Объект входит в каталог [6], откуда взято значение красного смещения.

В табл. 4 значения красных смещений, определенные по одной уверенной эмиссионной линии в спектре, в предположении, что это Mg II λ 2798, заключены в круглые скобки. Данные по красным смещениям объектов второго обзора взяты из [16, 17].

На рис. 1 и 2 представлены сравнительные распределения квазаров из Бюраканских обзоров и описанных выше выборок по красным смещениям.

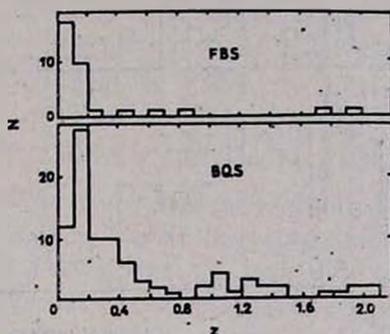


Рис. 1. Распределение по z квазаров из обзоров FBS [1—3] и BQS [10]. По оси абсцисс — красное смещение z , по оси ординат — число квазаров в данном интервале z .

Ввиду небольшого количества объектов в первом обзоре (30) сравнение функций распределения квазаров мы проводили по критерию Колмогорова—Смирнова, а для второго обзора применялся также критерий согласия Хи-квадрат.

Результат сравнения исследуемых выборок следующий:

Таблица 5

Рассматриваемые распределения	Критерии согласия	
	Колмогорова-Смирнова	Хи-квадрат
	$P(\lambda) \cdot 100\%$	$P(\chi^2 > \chi^2_0)$
FBS—BQS	0.6	—
SBS—PKS	10.0	0.98
SBS—BSO	3.0	0.5
SBS—UM	0.1	0.2

Таким образом, можно утверждать, что полученные нами распределения QSO по z заметно отличаются от данных, полученных другими методами. Больше всего наша выборка QSO второго обзора близка выборке квазаров, найденных по радионаблюдению.

Приведенные распределения показывают сильные эффекты селекции, обусловленные методом отбора QSO, влиянием эмиссионных линий в различных диапазонах.

Наиболее полно исследованной оптической выборкой самых близких и ярких QSO в настоящее время является обзор Грина и Шмидта (BQS) [10]. Его полнота по оценкам авторов составляет 88% [10]. На наш взгляд, реальная полнота BQS обзора меньше.

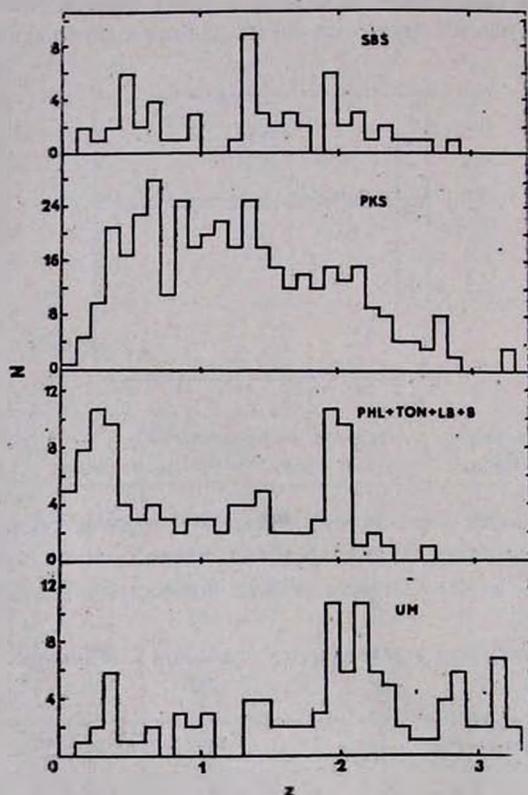


Рис. 2. Распределение по z квазаров из обзоров SBS [4, 5], PKS [6], PHL+TON+LB+B [11, 12], UM [13–15]. Обозначения как на рис. 1.

Сравним обзоры BQS и FBS более подробно. Рассмотрим самые близкие и яркие QSO ($z \leq 0.16$, $m_{rg} \leq 16^m$), которые довольно эффективно отбираются в FBS-обзоре, благодаря наличию в большинстве случаев слабых оболочек.

Всего в BQS-обзоре до $m_{rg} \leq 16^m$, $z \leq 0.16$ и $M_{rg} < -23^m$, $U-B < -0^m.4$ найдено 25 объектов. Аналогично в FBS-обзоре найден 21 объект, 10 из них являются общими (в табл. 3 они отмечены звездочками). Таким образом, всего в исследуемой общей области неба, охватывающей 10714 квадратных градусов, имеется 36 объектов, удовлетворяющих вышеуказанным условиям.

В табл. 6 даны распределения объектов по видимым величинам из двух обзоров.

Таблица 6

Обзоры \ m	$14^m.5$		15^m		$15^m.5$		16^m	
	n	$n\%$	n	$n\%$	n	$n\%$	n	$n\%$
BQS	2	50	8	71	9	68	6	69
FBS	3(1)	75	8(6)	79	8(3)	68	2(0)	58
Всего объектов	4		10		14		8	

В каждом столбце табл. 6 для данного интервала звездных величин m приведены число квазаров n и их относительное количество до данной звездной величины в процентах $n\%$, для BQS и FBS обзоров, соответственно. В круглых скобках дано число объектов, являющихся общими для обоих обзоров. В последней строке приведено полное количество объектов в данном интервале звездных величин, найденное в BQS и FBS обзорах.

Видно, что относительное число квазаров, найденных в BQS, меньше 88% — приведенного авторами [10] значения.

Отметим, что оба обзора покрывают все северное небо в высоких галактических широтах, имеют близкие предельные величины, а также спектральные данные для всех объектов. Благодаря этому имеется редкая возможность оценить реальную полноту обоих обзоров и сделать оценку полного количества близких ярких квазаров в северном небе.

В табл. 6 приведено количество объектов, найденных в обоих обзорах. Тогда для полного числа объектов получим:

$$N = \frac{N_1 \cdot N_2}{N_{12}} \sim 50,$$

где N_1 и N_2 — количество объектов, найденных независимо в BQS и FBS обзорах, а N_{12} — количество общих объектов.

Тогда полнота обзоров BQS и FBS составляет около 50% и 40% соответственно. Отметим, что в FBS-сбзоре не проводился систематический отбор ярких QSO, как это было специально выполнено в BQS, тем не менее, уровень отбора обоих обзоров оказался примерно одинаковым.

Таким образом, на площади 10714 квадратных градусов, покрытой обоими обзорами на северном небе, должно быть около 50 близких и ярких квазаров, удовлетворяющих следующим критериям: $m_{pg} \leq 16^m.0$, $z \leq 0.16$, $M_{pg} < -23^m$, $U - B < -0^m.4$. Поверхностная плотность их при этом

составит около 0.005 на квадратный градус, или один QSO на 200 квадратных градусов.

Исходя из вышесказанного, очевидно, что наиболее полная выборка квазаров может быть получена, во-первых, при анализе всего наблюдаемого спектра, во-вторых, при комбинации разных методов поиска.

6. *Объекты с непрерывным спектром.* Среди объектов второго Бюраканского обзора неба, кроме квазаров, имеется также значительное число звездных объектов, в щелевых спектрах которых, полученных с помощью ЭОП+УАГС в синей области $\lambda\lambda$ 3600—5800, а для некоторых также в красной области $\lambda\lambda$ 5700—7500, не было обнаружено заметных эмиссионных или абсорбционных линий. Реально в наших спектрах обнаружимы линии с эквивалентной шириной не менее 3—4 Å при контрасте свыше 20%. В табл. 7 приведен список 33 таких объектов.

Как видно из табл. 7, значительная часть этих объектов ярче 18^m , поэтому отсутствие линий не может быть обусловлено наблюдательной селекцией, связанной со слабостью объектов.

Следует отметить, что подобные объекты отмечались и в прошлом при спектральных наблюдениях кандидатов в QSO, отобранных колориметрическими методами [18, 19]. Помимо этого, около десяти непрерывных объектов обнаружено при щелевой спектроскопии кандидатов в QSO обзора, проводимого в Сайдинг-Спрингс [20]; где отбор объектов ведется в основном по сильным эмиссионным линиям. Обнаружение более значительного числа подобных объектов, открываемых при проведении SBS-обзора, по-видимому, обусловлено тем, что нами отбор объектов ведется по наличию сильного УФ-континуума и характерному распределению энергии в непрерывном спектре.

Сканерные спектры трех объектов из табл. 7, полученные нами на 6-м телескопе CAO, показали, что один из них — SBS 1622+587 является DB-карликом, второй — SBS 1242+553 является DA-карликом. Еще для двух объектов из первоначального списка имелись независимые наблюдения. Один из них — SBS 0946+534 оказался карликом типа DC или λ 4670 [21], другой — SBS 0955+560 — квазаром со слабыми линиями в спектре. Эти объекты представляют интерес для дальнейших подробных исследований, так как среди них можно ожидать присутствия не только белых карликов без линий типа DC, λ 4670, но также и других объектов типа QSO со слабыми линиями (диапазон красных смещений 1.0—1.2), оптических лацертид и, возможно, объектов иной природы (гипотетических одиночных черных дыр).

Для дальнейших исследований этих объектов необходимы более детальные спектральные, фотометрические и поляриметрические наблюдения, желательны также измерения собственных движений.

Таблица 7

Обозначение SBS	z_{1950}	δ_{1950}	m_B
0916+594	09 ^h 16 ^m .4	+59°29'	18 ^m
0917+578	09 17.2	+57 51	18
0934+495	09 34.0	+49 30	19
0935+553 B	09 36.9	+55 23	19
0937+510	09 37.1	+51 01	18
0940+566	09 40.5	+56 39	19
0946+534*	09 46.8	+53 29	15.3
0955+560	09 55.2	+56 05	18
1037+603	10 37.5	+60 18	18
1115+609	11 15.4	+60 58	18.5
1120+601	11 20.0	+60 07	18
1122+594	11 22.9	+59 26	16.5
1158+597	11 58.1	+59 42	18.5
1158+599	11 58.9	+59 57	18.5
1208+544	12 08.1	+54 27	18
1209+551	12 09.7	+55 08	18
1212+553	12 12.0	+55 18	16.5
1212+558	12 12.3	+55 53	17.5
1213+549 A	12 13.4	+54 58	16.5
1214+554	12 14.0	+55 26	18.5
1215+552	12 15.8	+55 14	19.5
1217+535	12 17.4	+53 31	18
1217+566	12 17.6	+56 38	19.5
1219+551 A	12 19.5	+55 07	18
1220+564	12 20.6	+56 29	19.5
1221+537	12 21.2	+53 45	18.5
1223+565	12 23.0	+56 32	19
1227+554	12 27.3	+55 23	16.5
1229+571	12 29.8	+57 10	18
1410+592	14 10.9	+59 15	16.5
1507+577	15 07.2	+57 44	18
1515+610	15 15.2	+61 01	17.5
1622+587	16 22.1	+58 47	17.5

* = Gr 251 = G 195-42.

7. *Заключение.* а) Около 2% всех объектов первого Бюраканского спектрального обзора неба являются квазизвездными объектами или мощными сейфертовскими галактиками первого типа.

б) Сравнительный анализ распределений красных смещений квазаров из Бюраканских обзоров с другими выборками показывает их значимое статистическое отличие. На наш взгляд, последнее является следствием различия применявшихся методик. Распределение красных смещений квазаров второго обзора ближе всего к таковому для радиисточников.

в) Оценена полнота (верхняя граница) BQS и FBS обзоров. Для близких и ярких QSO она составляет около 50% и 40% соответственно. Показано, что на всем северном небе ($|b| > 30^\circ$) полное число близких и ярких QSO, удовлетворяющих следующим критериям: $m_{rg} \leq 16^m 0$, $z \leq 0.16$, $M_{rg} < -23^m$, $U - B < -0^m 4$, должно быть более пятидесяти. Поверхностная плотность их составляет около 0.005 на квадратный градус.

г) Приведен список из 33 континуальных объектов, открытых в ходе обзора. В щелевых спектрах этих объектов не обнаружено каких-либо линий с эквивалентной шириной более 3—4 Å при контрасте $> 20\%$. Природа этих объектов не ясна. Они могут быть как галактическими, так и внегалактическими звездными объектами. Не исключено, что среди них могут обнаружиться также новые типы объектов.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

QUASARS AND STELLAR OBJECTS IN BYURAKAN SURVEYS

B. E. MARKARIAN, L. K. ERASTOVA, V. A. LIPOVETSKY,
D. A. STEPANIAN, A. I. SHAPOVALOVA

The results of spectral observations of 19 stellar objects from the First Byurakan Survey are reported. Among them five quasars are detected. It has been found that 2% of the objects of the First Byurakan Survey are QSO or Sy galaxies (I type). Using the spectral data the samples of quasars of the First and the Second Byurakan Survey are made, which are compared with the samples of quasars detected by other procedures. A great difference of the compared samples is shown. Redshift distribution of objects of the Second Survey corresponds most

of all to that of radio sources. For close and bright QSO the completeness (upper boundary) of BQS and SBS Surveys is 50% and 40%, respectively. It has been shown that in the north sky ($|b| > 30^\circ$) a full number of close and bright QSO agreed with the following criterions: $m_{rg} \leq 16^m$, $z < 0.16$, $M_{rg} > -23^m$, $U - B < -0^m.44$ must be of the order of fifty. It corresponds to the density $\sim 0.005 \text{ grad}^{-2}$. 33 objects are listed which have continuum spectra. They can be both DC and DB white dwarfs and extragalactic objects: quasars with weak lines, optical lacertides and objects of other nature.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 72, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979; 17, 619, 1981.
4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 29, 1983.
5. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983; 20, 21, 1984.
6. M.-P. Veron-Cetty, P. Veron, *Sci. Repr. Eur. Southern Observ.*, No. 1, 1984.
7. Э. К. Денисюк, Н. Б. Синяева, *Астрон. циркуляр*, № 837, 1, 1974.
8. D. E. Osterbrock, D. Dahart, *Astrophys. J.*, 273, 478, 1983.
9. A. Hewitt, G. Burbidge, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 43, 57, 1980.
10. M. Schmidt, R. F. Green, *Astrophys. J.*, 269, 352, 1983.
11. A. Braccetti, R. Lynds, A. Sandage, *Astrophys. J.*, 152, L105, 1968.
12. A. Braccetti, L. Formiggin, E. Gandolfi, *Astron. and Astrophys.*, 5, 264, 1970.
13. G. M. MacAlpine, S. B. Smith, D. W. Lewis, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 34, 95, 1977; 35, 197, 203, 1977.
14. G. M. MacAlpine, D. W. Lewis, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 36, 587, 1978.
15. G. M. MacAlpine, G. A. Williams, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 45, 113, 1981.
16. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрон. циркуляр*, № 1265, 1, 1983.
17. Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, *Астрон. циркуляр*, № 1381, 5, 1985.
18. A. R. Sandage, *Astrophys. J.*, 141, 1560, 1965.
19. Дж. Бербидж, М. Бербидж, в кн. «Квazarы», Мир, М., 1969, стр. 27, 31.
20. A. Savage, R. G. Clowes, R. D. Cannon, K. Cheung, M. G. Smith, A. Voksenberg, J. V. Wall, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 213, 485, 1985.
21. А. Агаев, О. Н. Гусейнов, Н. J. Новрузова, *Astrophys. and Space Sci.*, 81, 5, 1982.

УДК: 524.45 MRK:520.82

NEW PROCESSING OF SURFACE PHOTOMETRY
OF MARKARIAN GALAXIES. I

M. KALINKOV, I. KUNEVA, F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGHLIAN

Received 25 June 1986

Numerical methods for processing of the surface photometry of galaxies consisting of smoothing, filtering and computation of two-dimensional correlation functions are given. Methods are adapted for the application to the photometry of Markarian galaxies. A new processing of published data for the galaxies Mrk 7, 8, 10, 11, 12, 13, 185, 186 and 190 has begun and some illustrative results are given. Results of the surface photometry of Mrk 10 for a diaphragm of 3.5×3.5 are presented.

1. *Introduction.* In this and in a forthcoming papers we are considering a new processing of the surface photometry of some Markarian galaxies. The interest in these galaxies is not decreasing and now a large amount of diverse observational material has been already accumulated. Regardless of the observations, many astrophysical peculiarities of Markarian galaxies are still enigmatic. But our aims are much simpler namely to apply numerical methods for processing the surface photometry of Markarian galaxies. The new information should offer a possibility to find some photometric and structural peculiarities.

We are treating nine galaxies from the first two lists of Markarian [1, 2]—Mrk 7, 8, 10—13, 185, 186 and 190, the surface photometry of which has been published by Börngen and Kalloghlian [3—5] and Börngen, Kalloghlian and Eghikian [6, 7].

Two essentially different methods have been applied to the surface photometry. The first one contains general ideas of smoothing and filtering of time series and of discrete two-dimensional (2—D) fields, which ideas have been adapted to the problem of clustering of galaxies and clusters of galaxies by Kalinkov [8, 9]. The second method offers a possibility to determine 2—D correlation functions and it is described by Kalinkov [10—13]. Both methods enable us to obtain new information for the apparent (2—D case) and for the space (3—D

case) distribution of galaxies and clusters of galaxies, e. g. [8, 10–12, 14–16]. There is no reason why both methods should not work well for the case of surface photometry of Markarian galaxies as well.

In this first part of our study we give some basic data for the nine Markarian galaxies, a new photometry of Mrk 10, adapted versions of the methods which are used, and a few illustrations of the new processing. In the second part we shall give the results and the discussion.

2. *Data.* The surface photometry on Schmidt plates, taken with the two meter Tautenburg telescope, was used. The scale of the plates is $51'' \text{ mm}^{-1}$. The measurement method is described in [3], where the relations between Tautenburg and the standard UBV system are given. The photometry for Mrk 185, 186 and 190 is three-colour and for the rest six galaxies is four-colour, *UBVR*, as *R* is very near to the *R* of the Becker system.

Some data for the nine Markarian galaxies are listed in Table 1. The first two columns contain cross-identification among the lists of Markarian and of Zwicky [18], by NGC and IC, and according to [19] and [20]. The coordinates are from Peterson [21]. The type *T* of the galaxies is in the de Vaucouleurs system — by RC2 [22]. The morphological type is according to Kalloghlian [23], Börngen and Kalloghlian [24] and Huchra [25]. Further on are m_p — Zwicky magnitudes, V_H — Huchra *V* magnitudes and V_{BK} — integral *V* magnitude obtained in [3–7] for sizes $(D \times d)_{BK}$. For comparison we give $(D \times d)_{RC2}$, calculated from [22], which are isophotal sizes, measured at or reduced to surface brightness level $\mu_B = 25.0 \text{ mag sec}^{-2}$. The major and minor axes from RC2 are very near to the corresponding axes in [20]. The radial velocity V_0 is corrected for the solar motion and is mainly from [22]. For Mrk 10 and 13 the radial velocity is according to Weedman [26] and Feldman et al. [27]; for Mrk 190, data from [27] and [28], together with RC2 are used. (In the catalogue [20] V_0 for U 04093 = = Mrk 13 is in error). The last column of Table 1 contains the linear size, corresponding to $10''$ at the distance of the galaxies determined from V_0 with a Hubble constant $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. A square diaphragm of $5'' \times 5''$ in the series of papers is used. Therefore, applying the procedures of smoothing and filtering we are unable to say something for all characteristic lengths $l < l_{10''}$, since $l_{10''}$ is in fact the Nyquist scale length.

A new surface photometry has been carried out especially for Mrk 10 with a diaphragm of $3.5'' \times 3.5''$. The corresponding Nyquist

Table 1

MRK Zw N, l	MCG U	α (1950) δ	T	Type	m_p V_H	V_{BK}	D×d (BK)	D×d (RC2)	V_0 km s ⁻¹	$l_{10''}$ kpc
7 7 Zw 153	12- 7-38 U 03838	7 ^h 22 ^m 18. ^s 7 +72°40'24"		Im	13.9 14.48	14.39	42"×30"	59"×25"	3251	1.6
8 7 Zw 156 I 2184	12- 7-41 U 03852	7 23 38.5 +72 13 50		Im	13.8 14.21	14.00	48 ×30	76 ×64	3628	1.8
10	10-11-138 U 04013	7 43 07.4 +61 03 23	3	SBbc (Sy)	14.0	13.70	60 ×36	122 ×53	8750	4.2 (3.0)
11	12- 8-11 U 04014	7 43 17.0 +74 27 30	-3	SBc S0	14.4	14.56	30 ×18	76 ×39	4056	2.0
12	12- 8-13 U 04028	7 44 41.0 +74 29 06	5	Sc	12.7 12.62	13.09	54 ×54	79 ×66	4233	2.0
13	10-12-17 U 04093	7 51 56.8 +60 26 17	3	SBb	14.5 14.15	14.57	36 ×36	69 ×59	1630	0.8
185 N 3811	8-21-91 U 06650	11 38 36.0 +47 58 13	6	SB (r) b SBcdp	13.0 12.70	12.81	54 ×54	144 ×112	3121	1.5
186 N 3870	8-22-1 U 06742	11 43 16.9 +50 28 43	-2	SB0/a	13.2 13.25	13.40	30 ×24	77 ×61	790	0.4
190 N 3928	8-22-19 U 06834	11 49 10.1 +48 57 34	-5	S0 S0/E	13.1 12.89	12.88	42 ×42	107 ×107	1051	0.5

scale length l_r is also given in Table 1 (last column, in parenthesis). The *UBVR* surface photometry is presented in Table 2 in the same manner as in [3-7].

3. *Gaussian Smoothing and Filtering of 2-D Discrete Fields.* Let us have a table, like the Table 2, consisting of surface photometry data. Let us extend the table up to a rectangular of dimension $m \times n$, without rejection of any of the data. We use a matrix designation and we regard the element d_{ik} representing the surface brightness or the colour in a square, located at the i -th row and the k -th column of the extended table. For example, for Table 2 we have $m = 14$, $n = 26$. We shall apply 2-D Gaussian (or normal) smoothing functions (SFs) and filtering functions (FFs), which have radial symmetry supposing $\sigma_x = \sigma_y$. These functions are approximated by square discrete fields of dimension $(2r + 1) \times (2r + 1)$. Denoting the common element of an SF or an FF with w_{pq} , we have

$$\sum_{p=-r}^r \sum_{q=-r}^r w_{pq} = \begin{cases} 1 & \text{for any SF} \\ 0 & \text{for any FF.} \end{cases} \quad (1)$$

The smoothed or the filtered estimate \tilde{d}_{ik} instead of d_{ik} is obtained by the formula

$$\tilde{d}_{ik} = \sum_{p=-r}^r \sum_{q=-r}^r w_{pq} d_{i+p, q+q}, \quad (2)$$

$$i = r + 1, r + 2, \dots, m - (r + 1),$$

$$k = r + 1, r + 2, \dots, n - (r + 1).$$

But the estimate (2) is not applicable to those d_{ik} elements, for which there is no surface photometry. Besides, (2) leads to a decrease of the dimension of the smoothed or filtered field, which evidently has to be $(m - r) \times (n - r)$. To avoid these troubles we introduce an indicative field, defined as

$$z_{ik} = \begin{cases} 1 & \text{when the element } d_{ik} \text{ is measured,} \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (3)$$

and extend the fields d_{ik} and z_{ik} , where the new indices are

$$\begin{aligned} i' &= 1, 2, \dots, r, r + 1, \dots, r + m, r + m + 1, \dots, 2r + m, \\ k' &= 1, 2, \dots, r, r + 1, \dots, r + n, r + n + 1, \dots, 2r + n \end{aligned} \quad (4)$$

or, which is the same,

$$i' = 1, 2, \dots, r, r+i, r+m+1, \dots, 2r+m, \text{ for } i=1, 2, \dots, m, \quad (5)$$

$$k' = 1, 2, \dots, r, r+k, r+n+1, \dots, 2r+n, \text{ for } k=1, 2, \dots, n.$$

However, for the extended parts of the field d_{ik} we shall have

$$z_{i'k'} = 0 \text{ for } \begin{cases} i' = 1, 2, \dots, r; r+m+1, \dots, 2r+m \\ k' = 1, 2, \dots, r; r+n+1, \dots, 2r+n \end{cases} \quad (6)$$

and for the original part

$$z_{i'k'} = \left. \begin{array}{l} 1 \text{ for measured} \\ 0 \text{ for non-measured} \end{array} \right\} \text{elements, } \begin{array}{l} i' = r+i; i=1, 2, \dots, m \\ k' = r+k; k=1, 2, \dots, n. \end{array} \quad (7)$$

Thus, the basic formula for the smoothed or the filtered estimate instead of d_{ik} will be given by

$$d_{i'k'} = \left(\sum_{p=r-i}^r \sum_{q=r-k}^r w_{pq} d_{i'+p, k'+q} z_{i'+p, k'+q} \right) / \left(\sum_{p=r-i}^r \sum_{q=r-k}^r w_{pq} z_{i'+p, k'+q} \right) \quad (8)$$

$$\text{for } i' = r+i; i \neq 1, \dots, m,$$

$$k' = r+k; k = 1, \dots, n.$$

Let us note that the estimates \tilde{d}_{ik} for the corner elements, namely for $i, k \leq r; m-i, k \leq r; i, n-k \leq r; m-i, n-i \leq r$ are not good, since for their calculation a small number of weights, $\leq (r+1)^2$, instead of $(2r+1)^2$, are used. In general, the smoothed or filtered elements in the edge zone of the field d with a width up to r are not representative but, nevertheless they yield some information for the field structure.

We do not give here Gaussian SFs, which are used in our study. The entire SF is further denoted as [0.5].

The frequency response of a SF supplies information for the amplitude of a wave with given frequency f (or scale length $L = 1/f$) after passing through the SF. The responses of 2-D SFs are 2-D functions as well, but we shall present the responses as 1-D functions, because only cross-sections of circular 2-D Gaussian SFs will be examined. It is thus possible to plot many frequency responses on one Figure. Therefore, the response of a Gaussian SF may be written as

$$R_s(L) = \exp(-2^s a/L), \quad (9)$$

$$s = 0, 1, \dots$$

where, let us emphasize, L is the scale length, or wave number for the 2-D case. Putting $a = 2(0.25\pi)^2$ we have for $s = 0$ the response of

our generating SF; for $s = 0, 2, 4, 6$, the SFs are denoted as [0.25], [0.5], [1,2]. The responses by (9) are normalized, because $R_s(\infty) \rightarrow +1$. All the responses for $s = 0, 1, 2, \dots, 6$ are presented on Fig. 1. The units of L are in observational intervals, while the scale lengths above are for diaphragms $5'' \times 5''$ and $3.5'' \times 3.5''$.

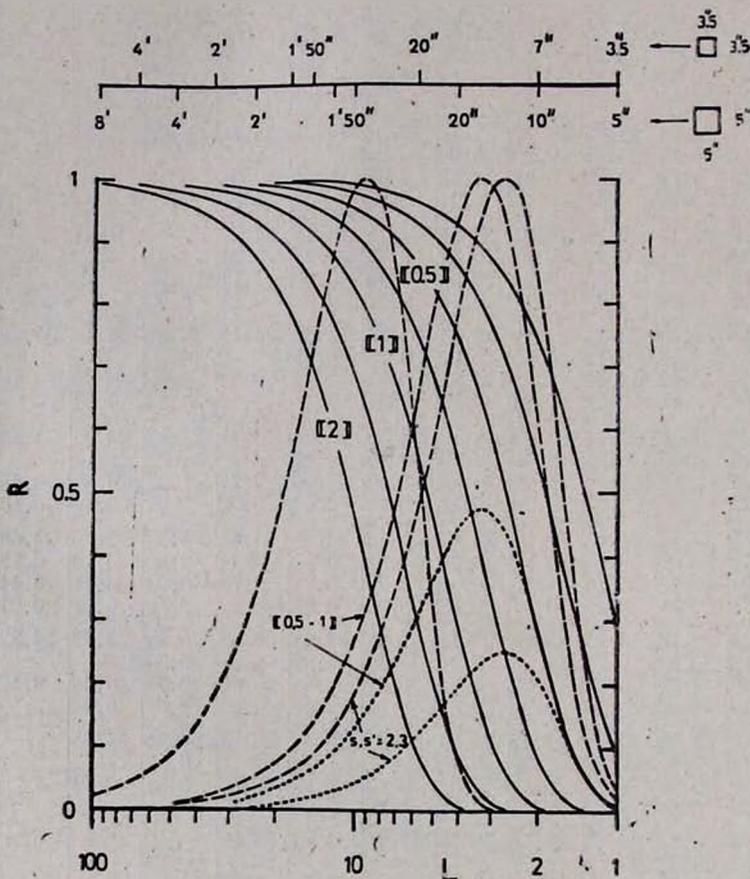


Fig. 1. Frequency responses of some SFs and FFs.

The operation filtration may be realized in two ways: (i) by consecutive application of two SFs on one and the same field and the filtered estimate is $\bar{d}_{ik} - \tilde{d}_{ik}$, where \tilde{d}_{ik} is "the smoother" value; (ii) by one FF, the weights of which are the differences between the weights of two SFs.

Responses of some FFs are given also in Fig. 1. But generally, the responses are non-normalized because they are directly calculated by

$$R_{s, s'}(L) = \exp(-2^s a/L^2) - \exp(-2^{s'} a/L^2). \quad (10)$$

$$s' > s.$$

The normalization we are accomplishing here is according to the point L^0 of maximum transmission, i. e. $\max R = R(L^0)$ where

$$L_{s, s'}^0 = [a(2^s - 2^{s'})/\ln 2^{s-s'}]^{1/2}, \quad (11)$$

$$s' > s$$

and the normalized response of any FF will be given by

$$R(L) = R(L)/R(L^0). \quad (12)$$

Fig. 1 contains the normalized responses of FFs as well.

The scale lengths $L_{s, s'}^0$ for maximum transmission for diaphragm $5'' \times 5''$ are given in Table 3. If there is a need to construct a filtered map from surface photometry with the diaphragm $5'' \times 5''$, having maximum transmission around $16''$, we have to apply the FF [0.5—1]. For diaphragm $3.5'' \times 3.5''$ all data in Table 3 must be multiplied by the factor $3.5/5 = 0.7$. Using the last column of Table 1, it is easy to determine the true physical size (in kpc), which corresponds to the scale lengths from Table 3.

Table 3

SCALE LENGTHS $L_{s, s'}^0$ FOR MAXIMUM TRANSMISSION OF FFs. DIAPHRAGM $5'' \times 5''$

$s' \backslash s$	1	2	3	4	5	6
0	7"	8"	10"	13"	17"	22"
1		9	12	14	18	23
2			13	16	20	26
3				19	23	29
4					27	33
5						38

There are many other ways to smooth or filter the $2-D$ discrete fields — with exponents, polynomials, running means, medians..., which are in use in galaxy surface photometry. Nevertheless, the described procedure has some advantages: many possibilities to choose the desired SFs and FFs, easy and simple application and clear presentation of the corresponding frequency responses. However, a caution especially for the response plots is required, since the digital SFs and FFs have true responses, which slightly differ from the analytical expressions (9) and (12).

4. *Correlation Functions of 2-D Discrete Fields.* Let us take again the rectangular discrete field of a dimension $m \times n$, with elements d_{ik} and the corresponding indicative field z_{ik} by (3), $i = 1, \dots, m$; $k = 1, \dots, n$. We define the normalized autocorrelation function on the field of deviations from the mean, namely

$$c_{ik} = d_{ik} - \bar{d}, \quad (13)$$

where

$$\bar{d} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^n d_{ik} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^n z_{ik}. \quad (14)$$

Then

$$R(r) = \left(\sum_i \sum_k c_{ik} z_{ik} c_{i+r, \Delta i, k+\Delta k} z_{i+r, \Delta i, k+\Delta k} \right) / \left(\sum_i \sum_k c_{ik}^2 z_{ik} \sum_i \sum_k c_{i+\Delta i, k+\Delta k}^2 z_{i+\Delta i, k+\Delta k} \right)^{1/2} \quad (15)$$

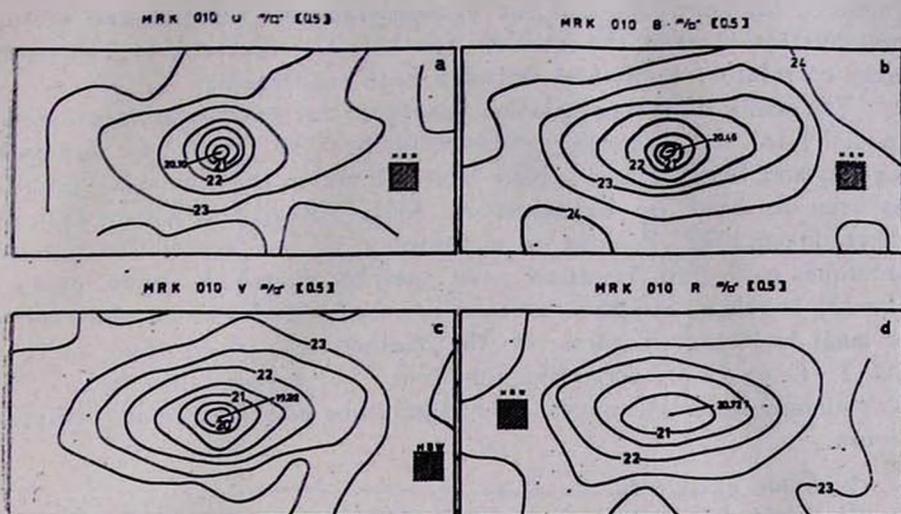
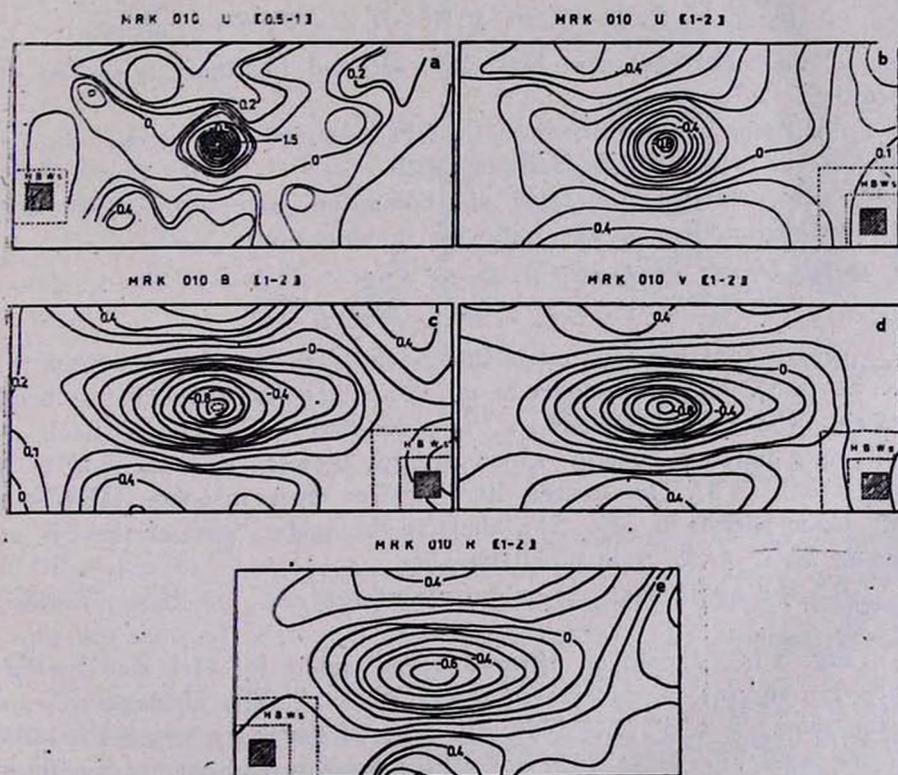
and there are three possible cases

$$\begin{aligned} (i) \quad & \Delta i = \Delta k = q, \quad r = q\sqrt{2}, \quad q = 1, 2, \dots, \\ (ii) \quad & r = q = \begin{cases} \Delta i & \text{for } \Delta k = 0, \\ \Delta k & \text{for } \Delta i = 0, \end{cases} \quad q = 1, 2, \dots, \\ (iii) \quad & r = (\Delta k^2 + \Delta i^2)^{1/2}, \quad \Delta i \neq \Delta k; \quad \Delta i, \Delta k = 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (16)$$

All necessary formulae are given in [11–12], but without the indicative field, which is specially introduced for this paper. Actually the estimate (15) of the autocorrelation function $R(r)$ is a function of the shift r , which is defined not only at the integers but for $r = 0, 1, \sqrt{2}, 2, \sqrt{5}, \sqrt{8}, 3, \sqrt{10}, \dots$. Naturally, $R(0) = +1$.

Moreover, the normalized autocorrelation function may also have a 2-D presentation, $R(\Delta k, \Delta i)$, depending on the components of the shift r on the axis X which is Δk , and on the axis Y which is Δi . Using the symmetry, $R(\Delta k, \Delta i) = R(-\Delta k, -\Delta i)$ and $R(-\Delta k, \Delta i) = R(\Delta k, -\Delta i)$, it is quite sufficient to plot the 2-D autocorrelation function on a semiplane, say for $\Delta i \geq 0$.

If we have two 2-D discrete fields altogether, or more precisely two different realizations of one field (e. g. surface photometry of Mrk 12 in B and V), it is possible to define a cross-correlation function. In this case the formulae are more complicated and they are given in [13], where two indicative fields are used. It is clear that there is no

Fig. 2. Smoothed U , B , V and R maps for Mrk 010.Fig. 3. Filtered U , B , V and R maps for Mrk 010.

symmetry for any values of the cross-correlation function and when a normalization is made, the estimate for $\Delta i = \Delta k = 0$ has to be the simple linear correlation coefficient between both realizations.

The using of the correlation functions for extragalactic problems, especially for the clustering problem, go back to the pioneer papers of Neyman and Scott [29, 30]. New informations on the clustering problem has been obtained by Karachentsev [31], Totsuji and Kihara [32] and others. From 1973, Peebles, is developing a new correlation function technique, e. g. [33]. However, the method sketched above, given in [11–13], is unique in many respects. For the case of surface photometry, the most important features of the method are: (i) an opportunity to have 1-D or 2-D correlation functions; (ii) a possibility to calculate the standard deviation of R ; (iii) to find some relations among different colours.

5. Some examples.

For each Markarian galaxy with $UBVR$ photometry we examine the following 2-D discrete fields:

$$U, B, V, R, U-B, B-V, V-R, U-V, B-R, U-R.$$

Let us remember that for Mrk 185, 186 and 190 there is no red photometry.

All fields are smoothed with SFs, defined with $s=1, 2, \dots, 6$, and filtered with all FFs, defined with $s=0, 1, \dots, 6$; $s' > s$. For all fields autocorrelation functions are computed, together with the cross-correlation functions of the following combinations:

$$U, B; B, V; V, R; U, V; B, R; U, R; U-B, B-V; B-V, V-R; \\ U-B, V-R; U-V, B-R.$$

Fig. 2 contains four maps for the Seyfert Mrk 10, smoothed with the SF [0.5]. The isophots are in m/\square'' and the smoothed central brightnesses, where the nucleus is, are denoted with arrows. Each map contains a hatched square, which is the elementary area and in this case it is $5'' \times 5''$. The dotted line square represents the HBW — the half beam width of the SF, that is the central part of the SF, containing 50% of the sum of all weights.

All the maps have the same orientation as the basic Tables in [3–7].

Fig. 3 is a block of filtered maps again for Mrk 10. The FF is [0.5–1] only for U , and [1–2] for U, B, V, R . The elementary square is the same, $5'' \times 5''$, but for the filtered maps we give both HBWs for the used FFs. Note, that the filter procedure generates positive as well as negative amplitudes.

For Mrk 185 smoothed maps are given in Fig. 4 — SF [0.5] is applied.

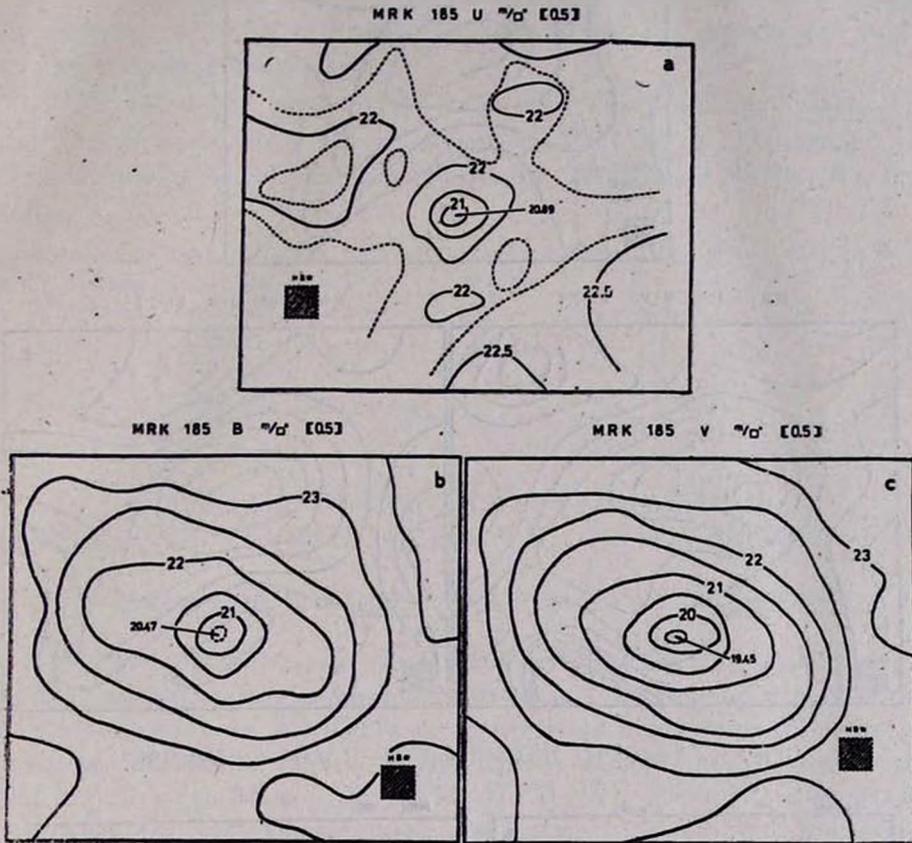


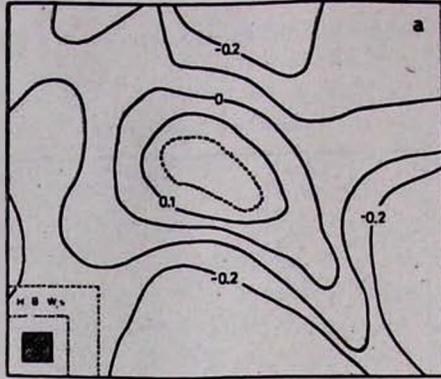
Fig. 4. Smoothed U , B and V maps for Mrk 185.

Fig. 5 contains filtered maps for the $U-B$, $B-V$ and $U-V$ colours of Mrk 185.

It is impossible to present here even a small part of the smoothed and filtered maps which we constructed for the nine Markarian galaxies. We are not giving any 2-D presentation of the autocorrelation functions, but we are showing on Fig. 6 some examples for the cross-correlation function (Mrk 10, with a diaphragm of $3.''5 \times 3.''5$).

The first example is for the U and B fields, and in fact it is an isocross-correlation map where the curves connect the points with one and the same correlation (normalized, of course). The components of the shift are given with Δi and Δk , in units of $3.''5 \times 3.''5$.

MRK 185 U-B [1-2]



MRK 185 B-V [1-2]

MRK 185 U-V [1-2]

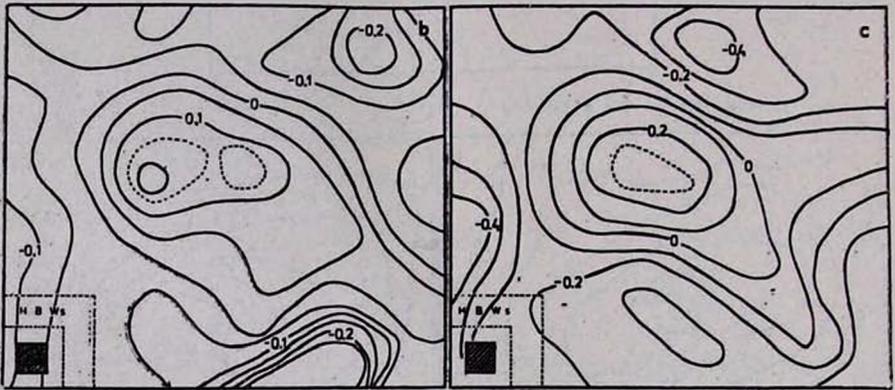


Fig. 5. Filtered $U-B$, $B-V$ and $U-V$ maps for Mrk 185.

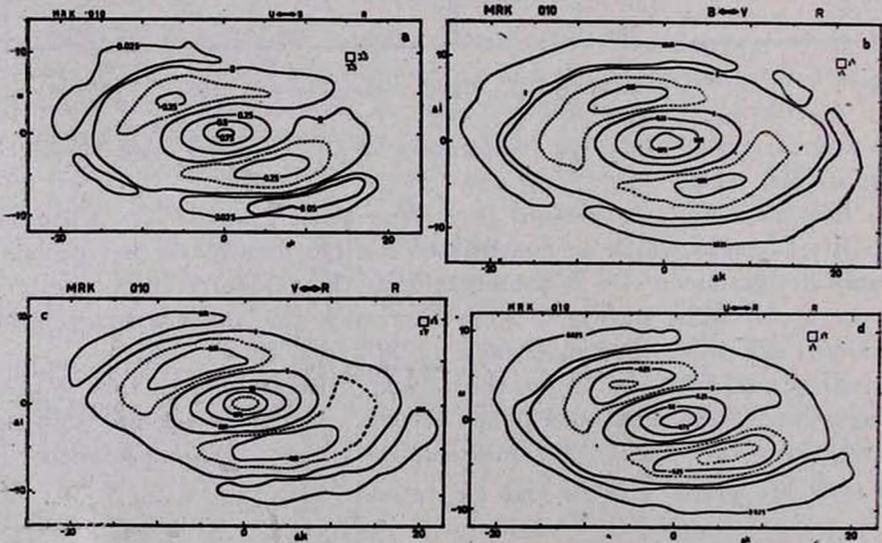


Fig. 6. Crosscorrelation functions between the fields. U and B , B and V , V and R , and U and R , for Mrk 10.

The following examples are for B and V , V and R , and finally, for U and R .

All illustrations in this paper definitely show, that it is possible to construct photometric models for each Markarian galaxy with four— or three-colour photometry.

We would like to thank B. Tomov, K. Yanev and K. Vlahova of the Computing Centre, Bulg. Acad. of Sci., and V. Dermenjiev and Mrs. D. Stefanova of the Department of Astronomy, Sofia, for their help.

Department of Astronomy and National
Astronomical Observatory
Bulgarian Academy of Sciences
Central Institute of Astrophysics,
Academy of Sciences of GDR
Byurakan Astrophysical Observatory

НОВАЯ ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ПОВЕРХНОСТНОЙ ФОТОМЕТРИИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. I

М. КАЛИНКОВ, И. КАНЕВА, Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Описаны численные методы обработки (сглаживание, фильтрация и вычисление двумерных корреляционных функций) данных поверхностной фотометрии галактик. Методы адаптированы для применения к фотометрии галактик Маркаряна. Начата новая обработка уже опубликованных данных для галактик Марк 7, 8, 10, 11, 12, 13, 185, 186 и 190 и приведены некоторые иллюстративные результаты. Даны результаты фотометрии Марк 10, проведенной с диафрагмой $3.''5 \times 3.''5$.

REFERENCES

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
3. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 10, 159, 1974.
4. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 11, 5, 1975.
5. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 11, 617, 1975.
6. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, А. Г. Езикян, *Астрофизика*, 13, 233, 1977.
7. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, А. Г. Езикян, *Астрофизика*, 12, 13, 1976.
8. М. Kalinkov, *C. r. Acad. Bulg. Sci.*, 26, 855, 1973.
9. М. Kalinkov, I. Kuneva, B. Tomov, K. Vlahova, K. Yanev, *C. r. Acad. Bulg. Sci.*, 29, 453, 1976.
10. М. Kalinkov, *C. r. Acad. Bulg. Sci.*, 26, 1155, 1973.

11. *M. Kalinkov*, Proc. First Europ. Astron. Meet., 1972. Springer Verlag Berlin, 3, 142, 1974.
12. *M. Kalinkov*, Mem. Soc. astron. Ital., 45, 637, 1974 (1976).
13. *M. Kalinkov*, C. r. Acad. Bulg. Sci., 33, 1029, 1980.
14. *M. Kalinkov, K. Stavrev, I. Kuneva, V. Dermenjtev*, In "Proc. Third Europ. Astron. Meet.", Tbilisi, 1976, p. 309.
15. *M. Kalinkov, K. Stavrev, I. Kuneva, V. Dermenjtev, K. Rudnicki*, In "Proc. Third Europ. Astron. Meet.", Tbilisi, 1976, p. 321.
16. *M. Kalinkov*, in "Highlights of Astronomy", ed. by E. Müller, Reidel, Vol. 4, Part 1, 1977, p. 279.
17. *M. Kalinkov, V. Dermenjtev, B. Statkov, I. Kuneva, B. Tomov*, In "The large Scale Structure of the Universe", ed. by M. S. Longair and J. Einasto, Reidel, 1978, p. 276.
(Крупномасштабная структура Вселенной, пер. с англ., Москва, 306, 1981).
18. *F. Zwicky*, Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies, 1971.
19. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская*, Морфологический каталог галактик, Москва, 1962.
20. *P. Nilson*, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala, 1973.
21. *S. D. Peterson*, Astron. J., 78, 811, 1973.
22. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin*, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. Texas Press, 1976.
23. *А. Т. Каллозян*, Астрофизика, 7, 521, 1971.
24. *Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллозян*, Астрофизика, 11, 369, 1975.
25. *J. P. Huchra*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 35, 171, 1977.
26. *D. W. Weedman*, Astrophys. J., 183, 29, 1973.
27. *F. R. Feldman, D. W. Weedman, V. A. Balzano, L. W. Ramsey*, Astrophys. J., 256, 427, 1982.
28. *V. A. Balzano*, Astrophys. J., 268, 602, 1983.
29. *J. Neyman, E. L. Scott*, Astrophys. J., 116, 144, 1952.
30. *J. Neyman, E. L. Scott*, Astron. J., 60, 33, 1955.
31. *И. Д. Караченцев*, Астрофизика, 2, 307, 1966.
32. *H. Totsumi, T. Kihara*, Publ. Astron. Soc. Japan, 21, 221, 1969.
33. *P. J. E. Peebles*, The Large-Scale Structure of the Universe, Princeton Univ. Press, 1980 (Структура Вселенной в больших масштабах, пер. с англ., М., 1983).

УДК: 524.726—7

О ПРИРОДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕР СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Г. М. ТОВМАСЯН, С. А. АКОПЯН

Поступила 14 августа 1985

Принята к печати 20 октября 1986

Рассмотрено распределение U — B , B — V , J — H и H — K цветов центральных частей галактик с различными оценками бюраканской классификации. Показано, что в ядерных областях многих галактик с оценками 5 и 2s, а также 2 и 4, имеется избыток ультрафиолетового излучения. В ядерных областях галактик с оценками 5, 4 и 2s имеется также избыточное ИК-излучение.

1. *Введение.* Исследование центральных областей около 600 спиральных галактик, выполненное в Бюраканской астрофизической обсерватории [1], выявило наличие в них определенных структурных особенностей, таких, например, как звездообразные и расщепленные ядра. На этой основе была выполнена классификация центральных областей галактик (см. [1] и ссылки в ней) и было высказано предположение, что звездообразные (с оценкой 5) и звездopodobные (с оценкой 4) ядра находятся, возможно, в активной фазе своего развития [2]. Выполненные затем наблюдения радиоизлучения спиральных галактик показали, что по сравнению с галактиками без оптических признаков активности ядер (галактики с оценками 1 и 3), радиоизлучение заметно чаще наблюдается от галактик с оценками 5 и 2s, а также 2 и 4 [3—5]. Наличие радиоизлучения нетепловой природы подтверждало, что в ядрах галактик, обозначенных баллами 5, 2s, 2 и 4, действительно, в большей или меньшей степени протекают активные процессы. Сопоставление спектральных индексов радиоизлучения галактик различных бюраканских классов показало, что радиоисточники в активных ядрах галактик с оценками 2, 4, 5 и 2s имеют более пологие спектры, что является признаком молодости, чем радиоисточники в галактиках с оценками 1 и 3 без проявлений активности [6]. Недавнее рассмотрение U , B , V цветов спиральных галактик также указало на наличие определенной корреляции — галактики с более активными ядрами оказались и более голубыми [7]. Ранее было замечено, что в галактиках с оценками 5 и 2s намечается наличие избыточного ИК-излучения [8]. В последних двух ра-

ботах [7, 8], однако, были использованы данные о цветовых измерениях, относящихся к исследуемым галактикам в целом, и взятые в основном из Справочного каталога ярких галактик [9].

В настоящей работе сделана попытка рассмотреть распределение цветов именно ядерных областей галактик с известной бюраканской классификацией. Для этого из литературы [10—17] нами были отобраны данные наблюдений спиральных галактик, проведенных в U, B, V, J, H, K цветах лишь с такой апертурой, отношение диаметра которой к большим осям галактик, взятым из [9], оказалось меньше 0.2, т. е. рассматривались цвета только центральных областей галактик с линейными размерами в среднем менее 4 кпк. Это, конечно, существенно больше, чем линейные размеры ядерных радиоисточников, которые, согласно работам [18—20], не превышают обычно 1 кпк и иногда меньше 1 кпк. Тем не менее, очевидно, что полученное в данной работе распределение цветов в большей степени будет относиться именно к ядрам галактик, чем в работах [7, 8], в которых на результаты существенное воздействие могло иметь звездное население дисков этих галактик и их спиральных рукавов.

2. *Результаты обработки наблюдательных данных.* В табл. 1 приведены результаты определения средних значений цветов $U-B, B-V, J-H$ и $H-K$ для галактик с различными бюраканскими оценками центральных областей. В этой таблице n — объем выборки, т. е. количество галактик, для которых вычислены $\bar{x} \pm \sigma_x$ — средние значения цветов с соответствующими стандартными ошибками.

Таблица 1

СРЕДНИЕ ЦВЕТА РАЗЛИЧНЫХ ВЫБОРОК ГАЛАКТИК

Цвет		Бюраканский класс				
		3	4	5	2s	2
$U-B$	n	70	33	19	9	10
	$\bar{x} \pm \sigma_x$	0.46 ± 0.02	0.38 ± 0.05	0.12 ± 0.08	0.11 ± 0.09	0.10 ± 0.09
$B-V$	n	70	33	19	9	10
	$\bar{x} \pm \sigma_x$	0.96 ± 0.03	0.91 ± 0.03	0.76 ± 0.05	0.80 ± 0.07	0.74 ± 0.08
$J-H$	n	45	18	14	7	7
	$\bar{x} \pm \sigma_x$	0.72 ± 0.01	0.74 ± 0.02	0.75 ± 0.05	0.81 ± 0.03	0.76 ± 0.03
$H-K$	n	46	19	15	7	8
	$\bar{x} \pm \sigma_x$	0.27 ± 0.01	0.31 ± 0.02	0.41 ± 0.05	0.31 ± 0.03	0.29 ± 0.03

Заметим, что из рассмотрения исключены галактики с баллом 1, т. е. без следов центрального сгущения, поскольку относительно них не оказа-

лось данных в ИК-диапазоне, а галактик с соответствующими измерениями в U, B, V оказалось всего 4.

Наиболее многочисленными с измеренными цветами $U-B, B-V$, а также $J-H$ и $H-K$ оказались выборки галактик с оценкой 3, то есть галактик с яркими центральными сгущениями без наличия признаков присутствия ядер. Эти две выборки оказались и наиболее однородными — среднеквадратичные отклонения в их случае оказались, в среднем, минимальными. Поэтому, для выявления наличия цветовых признаков активности ядер галактик в группах галактик с другими оценками их центральных частей (2, 2s, 4 и 5) мы сравнивали средние значения их цветов со средними значениями цветов галактик с оценкой 3 с пассивными ядрами. Рассмотрение данных табл. 1 показывает, что по сравнению со средними значениями цветов $U-B$ и $B-V$ центральных областей галактик с оценкой 3 средние значения тех же цветов других групп галактик меньше. Это означает, что, по крайней мере, у многих из них имеется избыток ультрафиолетового и голубого излучения.

Как известно (см., например, [21]), основными характеристиками галактических совокупностей, в качестве каковых здесь рассматриваются цвета галактик различных бюраканских классов, являются средние значения и их дисперсии. Значения этих параметров обычно оцениваются по выборкам, составляющим часть этих совокупностей. В нашем случае большинство выборок имеют малый объем, поэтому им было приписано t -распределение Стьюдента. Сначала сравнивались дисперсии каждого цвета классов 2, 2s, 4 и 5 с соответствующей дисперсией класса 3 с использованием критерия Фишера и квантилей F -распределения. Затем для трех доверительных вероятностей определялась реальность отличия средних цветовых значений классов 2, 2s, 4 и 5 от средних значений класса 3. При этом использовались два критерия, один — в случае равенства дисперсий (t -критерий), другой — в случае их значимого различия (T -критерий) и квантили t -распределения. Результаты приведены в табл. 2, где дана максимальная из рассмотренных вероятностей, для которой средние реально различны. Прочерки означают совпадение средних значений.

Таблица 2
ДОСТОВЕРНОСТЬ РАЗЛИЧИЙ СРЕДНИХ ЦВЕТОВЫХ ИНДЕКСОВ ГАЛАКТИК БЮРАКАНСКИХ КЛАССОВ

	2	2s	4	5
$U-B$	0.999	0.999	—	0.999
$B-V$	0.95	0.999	—	0.999
$J-H$	—	0.95	—	—
$H-K$	—	—	0.99	0.99

Итак, оценки статистической значимости замеченных различий цветов показывают, что различия в цвете $U-B$ для галактик с оценками 2, 2s, 5 значимы с доверительной вероятностью 0.999. Это говорит о том, что центральные области этих групп галактик, без сомнения, обладают ультрафиолетовым избытком. Среднее значение цвета $U-B$ этих трех групп (с общим числом галактик 38) равно 0.11 ± 0.09 и существенно отличается (с доверительной вероятностью 0.999) от среднего значения того же цвета галактик с оценкой 3 без признаков активности ядер, равного 0.46 ± 0.009 .

С такой же достоверностью (доверительная вероятность 0.999) отличаются средние значения цветов $B-V$ центральных областей галактик с расщепленными и звездообразными ядрами (2s и 5) от цвета, принятых как стандартных, галактик с баллом 3. Для галактик с оценкой 2 различие средних значений цветов $B-V$ значимо с доверительной вероятностью 0.95. У галактик же с оценкой 4 цвета $U-B$ и $B-V$ существенно не отличаются от соответствующих цветов стандартных галактик с оценкой 3.

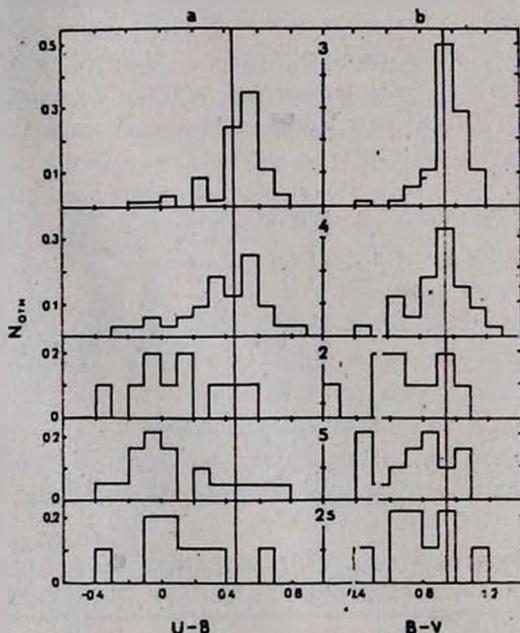


Рис. 1. Гистограммы распределения $U-B$ (а) и $B-V$ (б) цветов центральных частей спиральных галактик различных бюраканских классов.

На рис. 1а, б приведены гистограммы, которые достаточно хорошо иллюстрируют отличия цветов $U-B$ и $B-V$ галактик с оценками 2, 2s, 5 и 4 от тех же цветов галактик с оценкой 3. На гистограммах показано процентное распределение по $U-B$ и $B-V$ цветам для галактик каждого бю-

раканского класса в отдельности. Вертикальные линии на гистограммах соответствуют средним значениям цветовых индексов выборки галактик с оценкой 3.

Рассмотрение гистограммы цветов $U-B$ для галактик с оценкой 3 показывает, что среднее значение $U-B$ для каждой группы галактик несколько смещено от пика с $U-B = 0.55$ довольно нормального распределения в сторону меньших значений, обусловленное, очевидно, вкладом ряда галактик с цветами $U-B \leq 0.20$. В то же время известно, что небольшая часть галактик с оценкой 3 имеет измеримое радиоизлучение, то есть обладает признаками активности. Это, в основном, галактики с более высокой поверхностной яркостью, свидетельствующей, по-видимому, о присутствии в этих галактиках слабых ядер, неразличимых на ярком фоне их центральных частей [5]. Если допустить, что галактики с оценкой 3 с $U-B \leq 0.2$ принадлежат к таким галактикам с невыявленными ядрами и исключить их при оценке среднего значения, то среднее значение $U-B$ стандартных галактик с оценкой 3 без всяких признаков активности ядер будет ближе к значению 0.55, и тогда отличие средних значений цветов $U-B$ других групп галактик от стандартных будет еще больше.

Примечательно также, что цвета $U-B$ меньше 0.2 у 7 галактик из 10 (70%) с оценкой 2, у 5 галактик из 9 (55%) с оценкой 2s, у 10 галактик из 19 (53%) с оценкой 5 и у 7 галактик из 33 (21%) с оценкой 4, в то время как среди 70 галактик с оценкой 3 без признаков активности ядра таких галактик имеется всего 3 (4%).

Более наглядно различие цветов у групп галактик с различными бюраканскими классами видно на рис. 2. На этом рисунке представлены от-

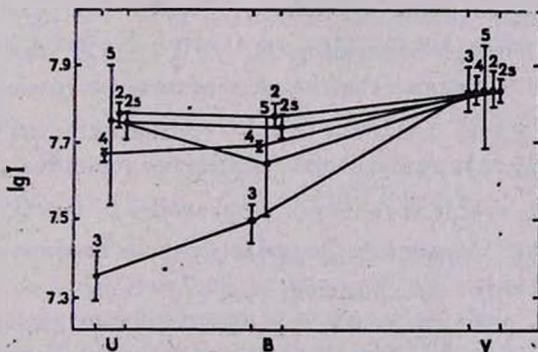


Рис. 2. Относительное распределение потоков излучения различных бюраканских классов в фильтрах U, B, V .

носительные распределения средних значений интенсивностей различных групп галактик в полосах U, B и V . Для расчета средних значений интенсивностей по видимой звездной величине и известному расстоянию каждой

галактики (при $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$) определена абсолютная величина галактики в соответствующие значения интенсивностей излучения в каждой из рассмотренных цветовых полос. Для сравнения распределения энергии в спектрах различных групп галактик средние значения интенсивностей всех групп в полосе V приравнены на рис. 2 к среднему значению интенсивностей группы галактик с оценкой 3. На рисунке представлены также соответствующие стандартные отклонения.

Сравнение усредненного распределения энергии группы галактик с оценкой 3 с распределением энергии звезд различных спектральных классов [22] в диапазоне U, B, V показывает, что распределение энергии в спектре этих галактик по характеру достаточно хорошо совпадает с распределением энергии в спектрах звезд типов K0—K5 различных классов светимости. Это не противоречит представлениям, что население центральных частей спиральных галактик (их балджей) состоит, в основном, из звезд поздних типов.

Из рис. 2 видно также, что в усредненном распределении энергии всех групп галактик с подозреваемыми в активности ядрами с оценками 2, 2s, 4 и 5 очевидно присутствие в той или иной степени дополнительного ультрафиолетового излучения.

Поскольку, однако, рассмотренные нами цветовые данные относятся все же к значительно большим по размерам областям центральных частей галактик ($\leq 4 \text{ кпк}$), то можно было бы ожидать, что полученные результаты могли быть обусловлены звездным населением спиральных рукавов. В работе [7], например, это замечается довольно определенно — галактики классов 2, 4, 5 и 2s с отрицательными значениями $U-B$ заметно чаще встречаются среди галактик поздних типов Sc и Scd. В нашем случае, когда рассматриваются цвета небольших объемов центральных частей галактик вокруг их ядер, воздействия звездного населения спиральных рукавов определенно не видно. Так, если выделить интервал $(\overline{U-B})_3 \pm \sigma_3$, (где $(\overline{U-B})_3$ — среднее значение, а σ_3 — среднеквадратичное отклонение в этом цвете 3 группы), который охватывает большинство значений «нормальных» галактик, то среди галактик с оценкой 5 с $U-B < (\overline{U-B})_3 - \sigma_3$ имеются галактики различных морфологических подтипов в следующих количествах: 1 галактика подтипа Sa, 7 — Sab, 2 — Sb, 2 — Sbc и только 1 — Scd. Среди галактик с расщепленными ядрами (с оценкой 2s): 2 — S0/a, 1 — Sb, 3 — Sbc и только 1 — Sc. Таким образом, с уверенностью можно сказать, что избыточные ультрафиолетовые цвета центральных областей галактик со звездообразными и расщепленными ядрами не обусловлены звездным населением их спиральных рукавов, поскольку в этом случае среди галактик с избыточными ультрафиолетовыми

цветами, в основном, должны были бы встречаться галактики более поздних подтипов.

Воздействие цвета спиральных рукавов, возможно, сказывается в случае галактик с оценкой 4 и, особенно, с оценкой 2. В случае галактик с оценкой 4 имеются 5 галактик подтипа S0/a с $U-B < (\overline{U-B})_3 - \sigma_3$, 1 — Sa, 1 — Sb, 4 — Sbc, 4 — Sc и 2 — Scd. А среди галактик с оценкой 2: 1 — Sb, 1 — Sbc, 3 — Sc и 2 — Scd. Заметим, что во всех произведенных подсчетах вместе с обычными спиралями подсчитаны также галактики с перемычками.

Что же касается инфракрасных цветов $J-H$ и $H-K$, то средние значения этих цветов в группах галактик с оценками 2, 2s, 4 и 5 несколько больше, чем у выборки галактик с оценкой 3, т. е. в этом случае в центральных областях других групп галактик наблюдается небольшой избыток инфракрасного излучения. В цвете $H-K$ это особенно заметно у галактик с оценкой 5, а в цвете $J-H$ у галактик с оценкой 2s.

Отличие средних значений цветов $H-K$ групп галактик с оценками 4 и 5 от группы галактик с оценкой 3 значимо с доверительной вероятностью 0.99. Доверительная вероятность отличия среднего значения цвета $J-H$ галактик с оценкой 2s от среднего значения того же цвета галактик с оценкой 3 составляет 0.95. Гистограммы распределения по цветам $J-H$ и $H-K$ для галактик различных бюраканских классов представлены на рис. 3 а, б.

Интересно отметить, что из 12 галактик со звездообразными ядрами с данными наблюдений во всех шести фильтрах (U, B, V, J, H, K) одновременно избыточное ультрафиолетовое излучение по цвету $U-B$ и избыточное ИК-излучение по цветам $H-K$ или $J-H$ имеется у семи галактик. В галактиках других групп наличие УФ-избытка наряду с ИК-избытком встречается реже: 2 из 4 в случае галактик с оценкой 2, 2 из 6 в случае галактик с оценкой 2s и всего 2 из 15 в случае галактик с оценкой 4. При этом считалось, что УФ-избыток имеется у тех галактик, у которых $U-B < (\overline{U-B})_3 - \sigma_3$, а ИК-избыток у тех галактик, у которых или $J-H > (\overline{J-H})_3 + \sigma_3$, или $H-K > (\overline{H-K})_3 + \sigma_3$.

3. *Заключение.* Таким образом, рассмотрение цветов $U-B$ и $B-V$ центральных областей стандартных галактик с оценкой 3 и галактик с расщепленными и звездообразными ядрами позволяет с уверенностью сказать о наличии в последних дополнительного ультрафиолетового излучения. Причем, это дополнительное ультрафиолетовое излучение не обусловлено звездным населением спиральных ветвей, а присуще, очевидно, самим ядрам этих галактик. В случае же галактик с оценкой 4 и 2 обнаруженное избыточное ультрафиолетовое излучение некоторых из этих галактик, возможно, частично обусловлено горячими звездами спиральных ветвей.

Вероятно, что избыточное УФ-излучение в галактиках с оценкой 5 и 2s, и в какой-то мере и в галактиках с оценками 2 и 4, обусловлено большим количеством горячих звезд в ядерных областях, где, видимо, идут интенсивные процессы звездообразования, на что в случае сейфертовских

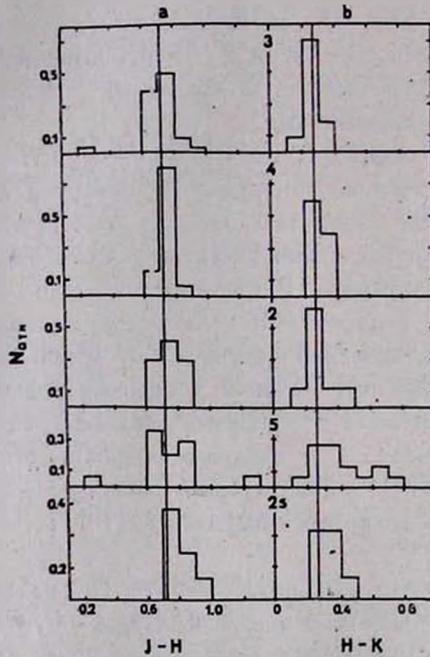


Рис. 3. Гистограммы распределения $J-H$ (а) и $H-K$ (б) цветов центральных частей спиральных галактик различных бюраканских классов.

галактик и галактик с УФ-избытком указывается в работах [23, 24]. Не исключено, что, как и в случае галактик, рассмотренных Б. Е. Маркаряном [25], дополнительный голубой цвет может быть обусловлен частично не-тепловым излучением. Наличие же во многих случаях дополнительного ИК-излучения в звездообразных ядрах с оценкой 5 может быть обусловлено тепловым излучением имеющихся там пылевых облаков. Процессы звездообразования, видимо, в несколько меньших масштабах происходят также в некоторых галактиках с оценкой 2 и 4.

В заключение авторы выражают признательность рецензенту за выявление досадной ошибки при вычислении показателей цвета избыточного излучения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE NATURE OF NUCLEI OF SPIRAL GALAXIES

H. M. TOVMASSIAN, S. A. HAKOPIAN

The distribution of colours $U-B$, $B-V$, $J-H$ and $H-K$ of the central parts of galaxies of different Byurakan classes is considered. It has been shown that in the nuclear regions of many galaxies of types 5 and 2s, and also of types 2 and 4 there is excess of UV -emission. In the nuclear regions of galaxies of types 5, 4 and 2s an excess of IR -emission is present as well.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сообщ. Бюракан. обсерв., 47, 43, 1975.
2. А. Т. Каллолян, Г. М. Товмассян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 36, 31, 1964.
3. Г. М. Товмассян, Астрофизика, 3, 555, 1967.
4. H. M. Tovmassian, *Astrophys. J. Lett.*, 178, L47, 1972.
5. Г. М. Товмассян, Астрофизика, 18, 25, 1982.
6. В. Г. Малумян, Астрофизика, 19, 251, 1983.
7. В. Г. Малумян, Астрофизика, 22, 31, 1985.
8. Г. М. Товмассян, Астрофизика, 12, 555, 1976.
9. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, University of Texas Press, 1976.
10. G. Wegner, *Astrophys. J. Space Sci.*, 60, 15, 1979.
11. W. C. Kul, D. W. Weedman, *Astron. J.*, 83, 1, 1978.
12. D. Griesmith, *Astron. J.*, 85, 789, 1980.
13. A. Alcaino G., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 26, 261, 1976.
14. R. Michard, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 49, 591, 1982.
15. R. P. S. Stone, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 48, 395, 1982.
16. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Тербиж, Астрофизика, 19, 5, 1983.
17. D. J. Gezart, M. Schmitz, J. M. Mead, *Catalog of Infrared Observations*, NASA Reference Publ., 1118, 1984.
18. E. Hummel, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 41, 151, 1980.
19. J. J. Condon, *Astrophys. J.*, 242, 894, 1980.
20. D. L. Jones, R. A. Sramek, Y. Terzian, *Astrophys. J.*, 246, 28, 1981.
21. Е. И. Пустыльник, *Статистические методы анализа и обработки наблюдений*, Наука, М., 1968.
22. Бюл. Вильн. астрон. обсерв., № 35, 1972.
23. J. P. Huchra, *Astrophys. J.*, 217, 928, 1977.
24. V. A. Balzano, *Astrophys. J.*, 268, 602, 1983.
25. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 34, 3, 1963.

УДК: 52—36

АНАЛИЗ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АТМОСФЕРЫ θ Vir

В. М. ДОБРИЧЕВ, Т. А. РЯБЧИКОВА, Д. В. РАЙКОВА

Поступила 8 января 1986

Принята к печати 25 октября 1986

По спектральным наблюдениям с дисперсией 4.2 А/мм проведен анализ химического состава атмосферы звезды θ Vir (HD 114330, HR 4963) методом моделей атмосфер. Выбрана модель с параметрами $T_{\text{эфф}} = 9500$ К и $\lg g = 3.6$. Получена микротурбулентная скорость $\xi_t = 1.5$ км/с. Установлено повышенное содержание тяжелых элементов Sr, Y, Zr и Ba, что позволяет отнести θ Vir к горячим Am-звездам, но с нормальным содержанием Ca и Sc. Кроме того Ti и V показывают также повышенное содержание.

1. *Введение.* Звезда θ Vir (HD 114330, HR 4963) спектрального класса A IV имеет очень узкие линии без заметных аномалий интенсивности. В ее спектре разделяются многие линии, которые блендированы в спектрах таких звезд, как α Lyr, γ Gem и α CMa. Поэтому она была использована для определения эффективных длин волн звездных спектральных линий, несбходимых при поисках дифференциальных смещений линий в спектрах ранних сверхгигантов [1]. θ Vir была рекомендована и как фотометрический стандарт [2]. В системе Стремгрена она имеет следующие цветовые индексы: $b - y = 0.007$, $m_1 = 0.142$, $c_1 = 1.148$, $\beta = 2.838$ [3]. Поскольку θ Vir является одной из немногих звезд главной последовательности с узкими линиями вблизи спектрального класса A0, где расположено подавляющее большинство пекулярных A-звезд, ее удобно использовать и как стандарт химического состава A-звезд.

Содержание элементов в атмосфере θ Vir определялось Конти и Строммом [4]. Однако они использовали в фотографической области спектра всего лишь 120 линий, а, кроме того, с тех пор были уточнены системы сил осцилляторов для многих элементов, в частности для железа. Добричев и Райкова [5] отождествили и измерили около 500 линий в спектральном диапазоне 2800—4800 А. Нижний предел измеренных эквивалентных шири в спектре θ Vir составляет ~ 10 mА, он определяется фотографическим шумом и неопределенностью проведения континуума. По этим данным в

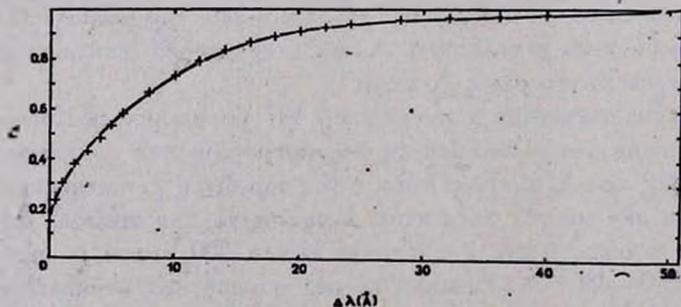
настоящей работе проведен анализ химического состава атмосферы θ Vir, с использованием более современных моделей атмосфер Куруча и др. [6] и более точных значений сил осцилляторов, чем в работе [4].

2. *Наблюдения и обработка.* По программе Добричева поиска и исследования звезд с узкими спектральными линиями куде-спектрографом 2-м телескопа Национальной астрономической обсерватории (Рожен) Болгарской Академии наук было получено пять спектрограмм θ Vir в фотографической области λ 3700—4800 Å на пластинках Па-О. Спектры расширены до 1 мм. Данные о наблюдениях приведены в табл. 1. Измерение эквивалентных ширин проводилось методом Добричева [7].

Таблица 1

Камера и номер спектра	Дата (UT)	Дисперсия (Å/мм)
3к-433	17.01.1982	4.2
2к-990	12.02.1982	9
3к-477	30.01.1983	4.2
3к-487	30.04.1983	4.2
3к-488	3.05.1983	4.2

3. *Выбор модели атмосферы и анализ химического состава.* Эффективная температура θ Vir определялась по индексам Стремгрена с калибровкой Рэлея и Куруча [8] и по значению $D = 0.58$ бальмеровского скачка, оцененного по спектрам. Все эти критерии указывают на $T_{\text{эфф}} = 9500$ К. Используя эту температуру, путем сравнения теоретического и наблюдаемого профилей $H\gamma$ мы определили эффективное ускорение силы тяжести $\lg g = 3.6$. На рис. 1 приведено сравнение наблюдаемого и наилучшим образом соответствующего ему теоретического профиля $H\gamma$ из работы [6].

Рис. 1. Сравнение наблюдаемого (—) и теоретического (+) профилей линии $H\gamma$.

Полученное значение эффективной температуры θ Vir согласуется со спектральным классом A IV и с небольшой интенсивностью наблюдаемых линий He I, а значение эффективного ускорения силы тяжести согласуется с номером последней наблюдаемой линии бальмеровской серии H₂₀.

Поскольку линии в спектре θ Vir очень узкие, то для анализа химического состава было использовано максимально возможное количество линий в фотографическом диапазоне, для которых имелись достаточно надежные значения сил осцилляторов. Ссылки на источники $\lg(gf)$ приведены в табл. 2.

Таблица 2

Ион	$\lg N_{\text{эл.}}/N_{\text{H}}$	α	Число линий	Ссылка на $\lg(gf)$	$\lg N_{\text{эл.}}/N_{\text{H}}$ на Солнце	$\lg N_{\text{эл.}}/N_{\text{H}}$ в В-звездах
Mg I	-4.42	± 0.18	4	9, 10	-4.42	-4.13
Mg II	-4.48	0.08	7	9		-4.26
Al I	-5.79		2	9	-5.53	-5.87
Si II	-4.27	0.09	5	9	-4.45	-4.45
Ca I	-5.40	0.10	8	9	-5.64	
Ca II	-5.72		1	9		
Sc II	-8.93	0.10	8	11	-8.90	-9.17
Ti II	-6.52	0.13	41	11, 12	-6.98	-7.04
V II	-7.23	0.12	18	13	-8.00	
Cr I	-6.23	0.05	3	13	-6.33	-5.91
Cr II	-6.14	0.13	27	12, 14, 15		-5.82
Mn I	-6.76	0.06	4	16	-6.55	
Mn II	-6.72	0.19	6	14, 12a		
Fe I	-4.34	0.07	39	17, 18b, 19, 20, 21	-4.33	-4.32
Fe II	-4.37	0.08	26	18c, 22		-4.44
Ni I	-5.35	0.04	4	23	-5.75	
Ni II	-5.58	0.07	6	14d		-6.74
Sr II	-8.16	0.12	4	24	-9.10	-9.04
Y II	-8.98	0.08	6	25	-9.76	
Zr II	-8.55	0.10	18	26	-9.44	
Ba II	-8.94		2	27	-9.87	

a — значения $\lg(gf)$ приведены к системе Уорнера [14].

b — значения $\lg(gf)$ приведены к оксфордской системе.

c — значения $\lg(gf)$ приведены к системе Мойти [22].

d — нуль-пункт системы $\lg(gf)$ Уорнера [14] смещен на -0.90.

Содержание элементов рассчитывалось методом моделей атмосфер с использованием моделей Куруча и др. [6]. По программе, составленной в Астрономическом совете АН СССР Н. Е. Пискуновым, для выбранной модели атмосферы θ Vir и набора значений $\lg N_{эл.}/N_H$ и микротурбулентной скорости ξ_t были рассчитаны теоретические интенсивности (теоретические кривые роста) некоторых спектральных линий, которые являются типичными для группы мультиплетов с близкими значениями энергии возбуждения нижнего уровня. Для остальных линий из этой группы содержание элемента определялось по измеренным эквивалентным ширинам и рассчитанным теоретическим кривым роста. Во всех расчетах, за исключением линий Mg II, Ca II, Si II и Sr II, принималось значение постоянной затухания $\gamma = 10 \gamma_{эл.}$ для переходов с возбужденных уровней и $\gamma = \gamma_{эл.}$ для переходов с основного уровня. Для Mg II, Ca II, Si II и Sr II расчеты теоретических интенсивностей линий проводились для каждого мультиплета отдельно с постоянными затухания, приведенными в работе [28]. Параметр микротурбулентной скорости ξ_t выбирался по линиям Fe I обычным требованием, чтобы содержание железа не зависело от интенсивности линии. Для θ Vir было получено значение $\xi_t = 1.5$ км/с.

Среднее по всем линиям содержание 15 элементов в атмосфере θ Vir представлено в табл. 2. Среднеквадратическое отклонение σ указывает на хорошую внутреннюю сходимости полученных результатов. Согласно содержанию железа, полученного отдельно по линиям Fe I и Fe II, для которых в настоящее время имеется самая лучшая система сил осцилляторов, указывает на правильный выбор модели атмосферы. Расхождение содержания Cr и Ni по отдельным ионам связано, главным образом, с неточным значением нуль-пункта системы сил осцилляторов Уорнера [14] для однократно ионизованных элементов. Чтобы привести в согласие содержание Cr и Ni в θ Vir по нашим данным, надо ввести сдвиг нуль-пункта системы сил осцилляторов [14] для Cr II на + 0.24 и для Ni II на — 1.14. Однако эти величины можно рассматривать только как предварительные, поскольку при данной $T_{эф}$ для определения точного содержания Cr и Ni по линиям нейтральных атомов в фотографической области спектра наблюдается очень мало линий.

4. *Обсуждение.* Для сравнения в табл. 2 приведено содержание исследованных элементов на Солнце из работы [29], и в В-звездах из работы [30]. Видно, что из элементов группы железа Ti и V показывают повышенное содержание по сравнению с солнечным. Из остальных только тяжелые элементы Sr, Y, Zr и Ba имеют избыток. Полученный небольшой дефицит алюминия обусловлен, скорее всего, использованием для анализа содержания двух резонансных линий Al I, одна из которых находится в крыле водородной линии H₁.

Из-за повышенного содержания тяжелых элементов θ Vir можно рассматривать как горячую Am-звезду, в которой, однако, содержание Ca и Sc нормально. С другой стороны, содержание тяжелых элементов повышено и в пекулярных A-звездах. Таким образом, мы приходим к известному заключению, что существует непрерывный переход от Am к Ar звездам [31—33], и если феномен Am—Ar звезда, согласно теории диффузии, связан с медленным вращением, остается открытой проблема существования нормальных A-звезд — быстрых ротаторов, наблюдаемых почти со стороны полюса. При случайной ориентации осей вращения этого следует ожидать. Впрочем, необходимо больше наблюдений в поисках таких звезд.

Секция астрономии с Национальной
астрономической обсерваторией
Болгарской Академии наук
Астрономический совет АН СССР

MODEL ATMOSPHERE ABUNDANCE ANALYSIS OF θ Vir

V. M. DOBRICHEV, T. A. RIABCHIKOVA, D. V. RAIKOVA

Model atmosphere analysis of the star θ Vir (HD 114330, HR 4963) have been carried out using spectra with the dispersion of 4.2 Å/mm. The parameters of adopted model are the followings: $T_e = 9500$ K, $\lg g = 3.6$ and microturbulent velocity $\xi_t = 1.5$ km/s. The obtained overabundance of heavy elements such as Sr, Y, Zr and Ba permits us to classify θ Vir as Am star with normal abundance of Ca and Sc. The elements Ti and V are also overabundant in atmosphere of θ Vir in comparison with normal solar abundance of other iron-peak elements.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Добричев, Е. А. Ченцов, Э. У. Шагаюшева, *Астрофизика*, исслед. (Изв. САО), в печати.
2. B. J. Taylor, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 259, 1984.
3. N. R. Stokes, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 160, 155, 1972.
4. P. S. Conti, S. E. Strom, *Astrophys. J.*, 154, 975, 1968.
5. В. Добричев, Д. Райкова, *Астрофиз. исслед.* (Болг. АН), в печати.
6. R. L. Kurucz, E. Peytremann, E. H. Avrett, *Blanketed Model Atmospheres for Early-Type Stars*, Smithsonian Inst. Press, Washington, 1974.
7. В. М. Добричев, *Изв. Секция астрон. БАН*, 4, 47, 1970.
8. L. J. Relyea, R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 37, 45, 1978.
9. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles, *Atomic Transition Probabilities*, vol. II, NSRDS-NBS, 22, USA, 1969.
10. A. R. Schafer, *Astrophys. J.*, 163, 411, 1971.

11. *W. L. Wiese, J. R. Fuhr*, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 4, 263, 1975.
12. *R. L. Kurucz, E. Peytremann*, *SAO Spec. Rep.*, No. 362, 1975.
13. *S. M. Younger, J. R. Fuhr, G. A. Martin, W. L. Wiese*, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 7, 495, 1978.
14. *B. Warner*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 70, 165, 1967.
15. *H. G. Groth*, *Z. Astrophys.*, 51, 231, 1961.
16. *D. E. Blackwell, B. S. Collins*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 157, 255, 1972.
17. *D. E. Blackwell, P. A. Ibbetson, A. D. Petford, M. J. Shallis*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 186, 63, 1979.
18. каталог Астрономического совета АН СССР (не опубликован).
19. *D. E. Blackwell, A. D. Petford, M. J. Shallis*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 186, 657, 1979.
20. *D. E. Blackwell, A. D. Petford, M. J. Shallis, G. J. Simmons*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 191, 445, 1980.
21. *D. E. Blackwell, A. D. Petford, M. J. Shallis, G. J. Simmons*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 199, 43, 1982.
22. *J. Molty*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 52, 37, 1983.
23. *J. R. Fuhr, G. A. Martin, W. L. Wiese, S. M. Younger*, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 10, 305, 1981.
24. *B. Warner*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 139, 115, 1968.
25. *P. Hannaford, R. M. Lowe, N. Grevesse, E. Blèmont, W. Whaling*, *Astrophys. J.*, 261, 736, 1982.
26. *N. Grevesse, E. Blèmont, P. Hannaford, R. M. Lowe*, *Upper Main Sequence Chemically Peculiar Stars*, 23-rd Liège *Astrophys. Colloq.* No. 211, 1981.
27. *W. L. Wiese, G. A. Martin*, *NSRDS-NBS 68*, part 2 (US Government Printing Office; Washington, DC), 1980.
28. *Д. А. Пгицын, Т. А. Рябчикова*, *Астрон. ж.*, 63, 527, 1986.
29. *N. Grevesse*, *Phys. Scr.*, T8, 49, 1984.
30. *S. J. Adelman*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 206, 637, 1984.
31. *P. S. Conti*, *Astrophys. J.*, 142, 1954, 1965.
32. *D. J. Stickland, J. A. J. Whelan*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 155, 11, 1972.
33. *M. A. Smith*, *Astrophys. J.*, 189, 101, 1974.

УДК: 524.3—837+523.945

ЛИНИЯ H_α В ДИАГНОСТИКЕ ХРОМОСФЕРЫ

Т. А. КИППЕР

Поступила 12 июня 1986

Принята к печати 20 октября 1986

На основе хромосферно-фотосферной модели Артура (α Воо, K2 III) исследован контур линии H_α . Показано, что центральные части линии возникают в верхней части хромосферы и в переходной области. По ширине линии H_α можно определить нетепловую скорость газа у основания переходной области. От температуры и давления в хромосфере контур H_α зависит слабо. По появлению эмиссионного ядра в теоретических профилях H_α можно оценить верхний предел давления у основания переходной области.

1. *Введение.* Профиль линии H_α в спектрах звезд поздних спектральных классов исследовался рядом авторов [1—3]. Контур H_α , рассчитанные на основе стандартных моделей фотосфер в предположении локального термодинамического равновесия с учетом штарковского уширения, в большинстве случаев уже, чем наблюдаемые [4].

Модели атмосфер, учитывающие рост температуры в хромосфере, позволяют объяснить наблюдаемые контуры H_α [5]. Функция источников в линии H_α в хромосферах поздних гигантов, где $n_e < 10^{11} \text{ см}^{-3}$, определяется преимущественно фотоионизацией и поэтому контур H_α не дает непосредственной информации о структуре хромосферы. Все же Крам и Маллэн [5] показали, что из него можно получить информацию, дополняющую данные, полученные по линиям, интенсивность которых определяется столкновительными процессами. Это возможно из-за того, что часть функции источников, учитывающая рассеяние, зависит от условий в хромосфере через локальный профиль поглощения и оптическую глубину.

В данной заметке сделана попытка вычислить контур H_α для хромосферно-фотосферной модели, соответствующей яркому гиганту позднего типа Артуру (α Воо, K2 III), с целью выяснить, какие ограничения на такую модель может накладывать наблюдаемый контур H_α .

2. *Контур H_α без учета хромосферы.* Контур H_α был рассчитан с учетом штарковского уширения по «объединенной теории» Вайдала и др. [6],

которые опубликовали нормализованные профили водородных линий $S(\Delta\lambda)$ в единицах

$$\Delta\alpha = \Delta\lambda/F_0, \quad (1)$$

где $\Delta\lambda$ — расстояние от несмещенного центра линии в ангстремах, и F_0 — нормальная сила поля, создаваемая электронами,

$$F_0 = 1.25 \cdot 10^{-9} \cdot n_e^{2/3}. \quad (2)$$

Опубликованные профили свернуты с доплеровским контуром при предположении, что все составляющие плазмы имеют одинаковую температуру.

Кроме штарковского уширения в наших расчетах учтено и резонансное затухание вследствие соударений с нейтральными атомами водорода, которое для звезд с температурами ниже солнечной в линии H_α имеет некоторое значение [7].

Контур H_α для α Boo, рассчитанный по модели фотосферы (4420/1.70), составленной с учетом дефицита металлов в атмосфере α Boo по сравнению с Солнцем в 0.42 раза [8], вместе с наблюдаемым контуром по атласу Гриффина [9] приведен на рис. 1. Видно, что вычисленная линия действительно намного слабее наблюдаемой.

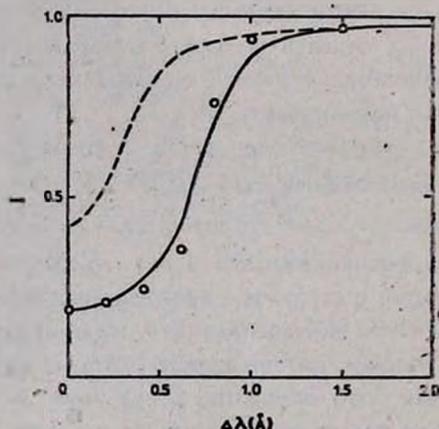


Рис. 1. Вычисленные и наблюдаемый контур H_α в спектре α Boo. Непрерывная линия — наблюдаемый контур по атласу Гриффина [9], штриховая линия — ЛТР-расчеты с моделью (4420/1.7/0.42) [8]; кружки — вычисленный контур с учетом хромосферы ($v_t = 10$ км/с).

Контур, приведенный на рис. 1, рассчитан без учета отклонений от условий ЛТР. Однако для заселенностей атомов водорода можно ожидать значительных отклонений от равновесных. Поэтому была решена система уравнений стационарности для водорода при фиксированном распределе-

нии температуры в модели атмосферы. Используемая модель атома водорода состоит из 8 связанных уровней и континуума. Коэффициенты отклонения заселенностей от равновесной b_i для континуума и 7-ого и 8-ого уровней считаются равными единице. Учитываются столкновительные переходы, фотоионизация со всех уровней, рекомбинации на все уровни и радиативные переходы в линиях H_α , H_β и H_γ . Остальные связанны-связанные переходы считаются находящимися в детальном балансе. Использовалась программа расчета моделей атмосфер SAM 1 [10], дополненная возможностями учета связанны-связанных переходов. Подразумевалось полное перераспределение при рассеянии и, следовательно, контуры поглощения и эмиссии одинаковы. Результаты расчета показывают, что действительно имеются сильные отклонения от условий ЛТР во внешних слоях фотосферы. Однако в модели, где не учитывается хромосфера, во внешних слоях с заметными отклонениями от ЛТР число возбужденных атомов водорода столь мало, что контур линии не меняется.

3. *Контур H_α с учетом хромосферы.* Для α Воо имеется эмпирическая модель хромосферы (4250/1.7), разработанная Эйресом и Линским [11] на основе калиброванных профилей линий H и K Ca II. Эта модель не простирается достаточно глубоко для вычисления крыльев контура H_α , поэтому с ней сшита модель фотосферы, разработанная Джонсоном [12], со сходными параметрами (4250/1.7), которая хорошо совпадает с первой на глубине $\lg r_x \approx 2.0$. В модели Эйреса—Линского положение температурного минимума при $\lg r_x = 0.25$ и значение $T_{\min} = 3200$ К определены по крыльям линии K Ca II, которые считались образовавшимися при ЛТР. Хянин и Ситска [13] нашли по анализу наблюдаемости полос Ti O в спектре α Воо, что $T_{\min} \geq 3000$ К. Верхнее граничное значение для температуры в хромосфере $T_0 = 8000$ К принято по аналогии с солнечной хромосферой. Распределение температуры от T_{\min} до T_0 считается линейным в шкале $\lg r_x$. Давление P_0 в верхней части хромосферы определяется по согласию с наблюдениями рассчитанных эмиссионных компонентов линий Ca II и Mg II. Начиная с T_0 , следует переходная область с быстрым ростом температуры до 10 000 К. Такая составная модель и принята для вычисления контура H_α . Распределение температуры в этой модели приведено на рис. 2. Вычисленный по этой модели непрерывный спектр хорошо совпадает с наблюдаемым за исключением коротковолновой $\lambda < 5000$ А области, где наблюдаемый поток меньше вычисленного. Количество выходящего из фотосферы излучения в области бальмеровского континуума играет определяющую роль при установлении заселенностей второго уровня атомов водорода в хромосфере. По данным Виллстропа [14] радиационная температура в бальмеровском континууме у α Воо около 3340 К. Чтобы

добиться такой радиационной температуры, при расчетах выходящего потока в фотосферную часть модели искусственно добавлено дополнительное непрерывное поглощение

$$\kappa^* = \kappa (1 + 0.02 (5000 - \lambda)), \text{ при } 2000 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 5000 \text{ \AA}. \quad (3)$$

Расчет контура H_α проводился аналогично случаю без хромосферы. Из-за малой электронной плотности в хромосфере штатовское уширение там незначительное. В этом случае контур принимался чисто доплеровским.

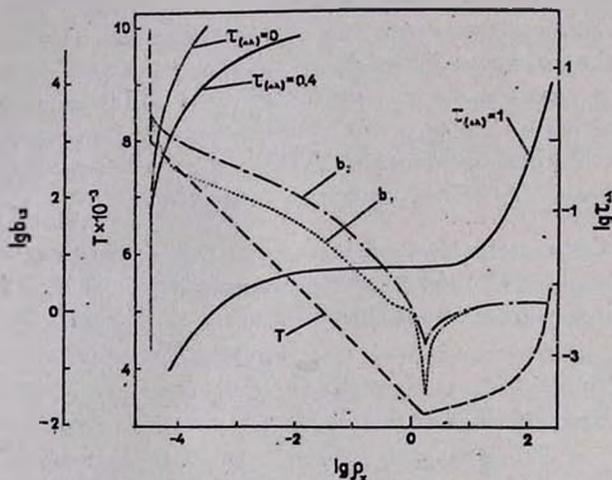


Рис. 2. Распределение температуры в хромосферно-фотосферной модели α Вюо (4250/1.7/0.42) — штриховая линия; пунктирная и штрих-пунктирные линии — распределения коэффициентов отклонения от ЛТР населенностей двух первых уровней водорода. Непрерывные линии — оптические глубины в линии H_α в центре линии и при $\Delta\lambda = 0.4$ и 1.0 ангстрем.

На рис. 2 нанесено распределение коэффициентов отклонения от равновесных заселенностей первых двух уровней водорода b_1 и b_2 , а также монохроматические оптические глубины в центре линии H_α , при $\Delta\lambda = 0.4$ А и в крыле линии при $\Delta\lambda = 1.0$ А.

Очень большие значения b_1 и b_2 в верхней части хромосферы (10^4 — 10^5) отражают тот факт, что освещающее излучение имеет гораздо более низкую температуру, чем хромосфера. Глубокий минимум коэффициентов b_1 и b_2 у температурного минимума вызван входящим излучением хромосферы. Без учета хромосферы минимум в коэффициентах отклонения менее выражен.

Видно, что центральные части линии возникают преимущественно в переходной области, где температура резко возрастает. Крылья же образуются в фотосфере.

На рис. 3 приведен ход функции источников с глубиной. Видно, что функция источников в линии не связана со структурой атмосферы в области температурного минимума и нижней хромосферы и полностью обусловлена излучением глубокой фотосферы и входящим излучением верхней части хромосферы. Поэтому по профилю Н₂ невозможно непосредственно судить о самой структуре хромосферы.

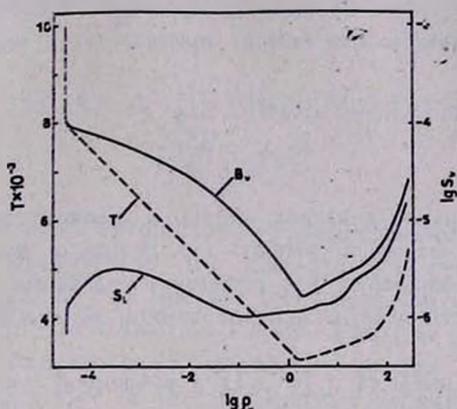


Рис. 3. Распределение с глубиной в атмосфере α Воо функции Планка и функции источников в линии Н₂.

Для исследования чувствительности профиля Н₂ к различным моделям хромосферы были проведены расчеты по моделям с измененными параметрами. Изменялись дополнительное поглощение для области $2000 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 5000 \text{ \AA}$, давление у основания переходной области, градиент температуры и микротурбулентная скорость в хромосфере.

Увеличение давления у основания переходной области не изменяет профиль линии за исключением центральных областей $\Delta\lambda < 0.4 \text{ \AA}$, которые становятся глубже. В центре линии появляется слабое эмиссионное ядро ($\lg P_0 > -2.5$).

Наиболее чувствительным профиль Н₂ является к изменениям микротурбулентной скорости в верхней хромосфере и в переходной области. Ширина Н₂ определяется доплеровским уширением из-за тепловых и микротурбулентных движений в переходной области. Если принять микротурбулентную скорость в переходной области и в верхней хромосфере у α Воо 10 км/с, то можно получить хорошее согласие с наблюдениями (рис. 1). Величина микротурбулентной скорости в средней и нижней хромосфере ($\lg p_x = -3 \div 0$) никакого влияния на профиль Н₂ не оказывает. Скорость, полученная по линии Н₂, близка к адиабатической скорости звука в нижней части переходной области [15]. Такую же скорость

нашел Фосбэри [3] по эмиссионным компонентам линии К Ca II. Результирующий профиль H_{α} хорошо согласуется с формулой, полученной Крамом и Мэлленом [5],

$$FWHM \approx 4\lambda_D, \quad (4)$$

где $FWHM$ — полуширина линии, и λ_D — доплеровская ширина. При этом ширина линии слабо зависит от давления в переходной области.

Столь высокие скорости микротурбулентции в случае турбулентности в строгом гидродинамическом смысле привели бы к заметному турбулентному давлению

$$P_{\text{turb}} = \frac{\rho \bar{v}^2}{3}. \quad (5)$$

Такое турбулентное давление близко к газовому давлению в верхней хромосфере и даже может превышать его. Вопрос о том, нужно ли учитывать турбулентное давление при решении уравнения гидростатического равновесия, не совсем ясен. В использованной модели турбулентное давление не учитывалось.

Наблюдения линий H и К Ca II в солнечной хромосфере как будто показывают, что движения, расширяющие линии в хромосфере, не являются турбулентными в строгом смысле [16]. Шкала высот по давлению в верхней части хромосферы у использованной модели α Воо с учетом только тепловой составляющей примерно $1.3 \cdot 10^{10}$ см и с учетом турбулентции $2 \cdot 10^{10}$ см. Толщина всей хромосферы от температурного минимума до начала переходной области 10^{11} см. Если считать, что размеры турбулентных вихрей примерно на порядок больше шкалы высот, как предполагают в случае Солнца [16], то имеем дело не с турбулентностью, а с дифференциальными движениями между различными областями диска звезды.

Таким образом, по ширине профиля H_{α} можно определить нетепловую скорость дифференциальных движений у основания переходной области.

Неучет дополнительного поглощения в бальмеровском континууме приводит к сужению профиля H_{α} на половинной интенсивности ($FWHM$) на 0.2 Å.

4. *Результаты.* Найдено, что в спектре α Воо центральные области линии H_{α} возникают в верхней части хромосферы и в переходной области. Крылья линии при $\Delta\lambda > 0.8$ Å возникают в фотосфере.

Ширина линии H_{α} слабо зависит от температуры и давления в хромосфере. Приблизительно можно по центральной части контура определить лишь верхнюю границу давления P_0 у основания переходной области (при

условии, что $T_e = 8000$ К). При более высоких давлениях у Н₂ появляется эмиссионное ядро.

Ширина Н₂ позволяет весьма точно определить нетепловую скорость в верхней части хромосферы. Критичным при этом является соответствие наблюдениям радиационной температуры в бальмеровском континууме, рассчитанном по применяемой модели фотосферы.

Институт астрофизики и
физики атмосферы АН ЭССР

THE H₂ LINE AS A CHROMOSPHERIC DIAGNOSIS

T. A. KIPPER

Using the combined chromospheric-photospheric model of Arcturus (α Boo, K2 III) we investigated the emergent H₂ profile. It was found that the central parts of this line are formed in the upper parts of the chromosphere and in the transition region. The line profile is quite insensitive to the chromospheric structure but the width of the line serves as a good indicator of the nonthermal velocities at the bottom of the transition region. The upper limit of the pressure in the same region can be found by the appearance of the emission core in H₂ for higher pressures.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Kraft, G. W. Preston, S. C. Wolff, *Astrophys. J.*, 140, 235, 1964.
2. B. J. Taylor, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 22, 177, 1970.
3. R. A. Fosbury, *Astron. and Astrophys.*, 27, 129, 1973.
4. D. M. Zarro, A. W. Rodgers, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 53, 815, 1983.
5. L. E. Cram, D. J. Mullan, *Astrophys. J.*, 294, 626, 1985.
6. C. R. Vidal, J. Cooper, E. W. Smith, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 25, 37, 1973.
7. R. Cayrel, G. Traving, *Z. Astrophys.*, 50, 239, 1960.
8. T. Kipper, M. Kipper, J. Sitska, in "Atmospheres of Late-Type Stars", Tallinn, 1981, p. 3.
9. R. F. Griffin, *A Photometric Atlas of the Spectrum of Arcturus*, Cambridge, 1968.
10. S. L. Wright, *Comm. Univ. London Observ.*, No. 76, 1975.
11. T. R. Ayres, J. L. Linsky, *Astrophys. J.*, 200, 660, 1975.
12. H. R. Johnson, J. G. Collins, B. Krupp, R. A. Bell, *Astrophys. J.*, 212, 760, 1977.
13. А. Хяни, Я. Сутска, Письма в Астрон. ж., 11, 866, 1985.
14. R. V. Willstrop, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 69, 83, 1965.
15. M. Kunner, T. Kunner, *Публ. Тартуск. обсерв.*, 40, 167, 1972.
16. J. L. Linsky, *SAO Spec. Rep.*, No. 274, 1968.

УДК: 524.35:524.86Н

НЕЙТРАЛЬНЫЙ ВОДОРОД ВОКРУГ НЕКОТОРЫХ МОЛОДЫХ
ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ

И. В. ГОСАЧИНСКИЙ, В. К. ХЕРСОНСКИЙ

Поступила 30 июля 1986

Принята к печати 3 ноября 1986

Наблюдения распределения нейтрального водорода вокруг остатков сверхновых G 5.3—1.1 и G 24.7+0.6, выполненные на радиотелескопе РАТАН-600 с разрешением $2' \times 130' \times 6.3$ км/с, показали, что вокруг этих объектов имеются расширяющиеся оболочки HI диаметром 68 и 128 пк, с массами 640 и $4.6 \cdot 10^3 M_{\odot}$. Наиболее вероятным механизмом их образования является истечение звездного ветра за время жизни звезд на главной последовательности. Сделаны оценки масс звезд (17 и $38 M_{\odot}$) и масс газа, сброшенных при взрывах сверхновых.

1. *Введение.* Исследование взаимодействия остатков сверхновых с межзвездной средой представляет большой интерес, поскольку оно помогает выяснить ряд проблем, связанных с эволюцией самих остатков и с их влиянием на динамику межзвездной среды. В этом смысле наибольшего эффекта следует ожидать, разумеется, от старых, наиболее прорволюционировавших остатков сверхновых. Однако в работе [1] на примере остатка сверхновой ЗС 396 мы показали, что по крайней мере некоторые из молодых остатков сверхновых также имеют расширяющиеся оболочки нейтрального газа. Такие оболочки не могут быть связаны непосредственно с ударной волной остатка, так как их динамический возраст намного превышает возраст остатка сверхновой, а также длительность фазы предсверхновой. Следовательно, можно предположить, что такого рода оболочки образуются под действием других факторов, связанных с эволюцией звезды, взрыв которой в дальнейшем привел к образованию остатка сверхновой. Одним из таких факторов, если не самым главным, является звездный ветер.

Как показано в [1], наблюдаемые параметры оболочки HI позволяют сделать ряд важных оценок для звезды и взрыва сверхновой. Поэтому мы предприняли поиск таких оболочек вокруг еще семи молодых остатков

(плерионов) из списка [2]: G 5.3—1.1, G 21.5—0.9, G 24.7+0.6, G 27.8+0.6, G 29.7—0.3, G 74.9+1.2 и G 227.1+1.0. Оказалось, что два из этих объектов имеют отчетливо выраженные оболочки HI с радиальным движением. В настоящей статье подробно рассмотрены результаты наблюдений по этим двум объектам. В остальных пяти случаях сложное распределение газа вокруг остатков, а также неуверенность расстояний до этих объектов не позволяют сделать уверенных заключений о наличии оболочек HI.

2. *Аппаратура и методика наблюдений и обработки.* Наблюдения HI вокруг остатков сверхновых G 5.3—1.1 и G 24.7+0.6 проводились на северном секторе радиотелескопа РАТАН-600. Параметры антенны на волне 21 см и спектральной аппаратуры, методика наблюдений и обработки результатов подробно описаны в работах [3, 4]. Ширина диаграммы направленности антенны составляла $2' \times 130'$, эффективная площадь 850 м^2 , шумовая температура системы — 80 К. Использовался 39-канальный фильтровой спектроанализатор с шириной канала 30 кГц (6.3 км/с). Для каждого объекта были получены по две серии из трех наблюдений со сдвигом настройки спектроанализатора на 3.1 км/с. После осреднения трех записей и сглаживания их на интервале 15 с средний квадрат флуктуаций составлял в спектральных каналах — 0.15 К, в канале непрерывного спектра 0.01 К.

Для выделения деталей распределения излучения HI в окрестности исследуемых объектов на кривых прохождения проводился фон излучения HI. Из-за сравнительно низкой разрешающей способности антенны по склонению поведение деталей в этом направлении контролировалось по изофотам [5, 6], полученным с меньшим угловым разрешением.

3. *Результаты наблюдений.* а) *Остаток сверхновой G 5.3—1.1.* Кривые прохождения, полученные на склонении — 25° , приведены на рис. 1. Верхняя кривая — в канале непрерывного спектра, нижние — в каналах спектрометра. Справа приведены лучевые скорости каждого спектрального канала относительно местного стандарта покоя. Штриховыми линиями обозначен фон излучения Галактики в непрерывном спектре и в линии HI. Штриховкой на кривых прохождения выделены остаток сверхновой G 5.3—1.1 и ближайшие к нему детали линии излучения HI.

Согласно [7], расстояние до остатка сверхновой G 5.3—1.1 составляет 5 кпк. В соответствии с моделью дифференциального галактического вращения [8] газ на этом расстоянии и на этой долготе должен иметь лучевую скорость $+18.5 \text{ км/с}$. Заметим, что следы линии поглощения, видимые на наших кривых прохождения на лучевых скоростях от $+5.7$ до $+14.4 \text{ км/с}$, подтверждают указанное выше расстояние до этого источника. Других наблюдений линии поглощения HI в этом источнике не производилось.

Выделенные на рис. 1 облака Н I в диапазоне лучевых скоростей от $+12.0$ до $+31.0$ км/с, находящиеся в непосредственной близости от источника G 5.3—1.1 по прямому восхождению, имеют зависимость координаты от лучевой скорости, характерную для оболочки Н I с крупномасштабным радиальным движением. Результаты обзора [5] на долготах от 4.5 до 6° в общем подтверждают это предположение, хотя угловые размеры оболочки слишком малы для уверенного ее выделения с угловым разрешением антенны, использованной в этом обзоре.

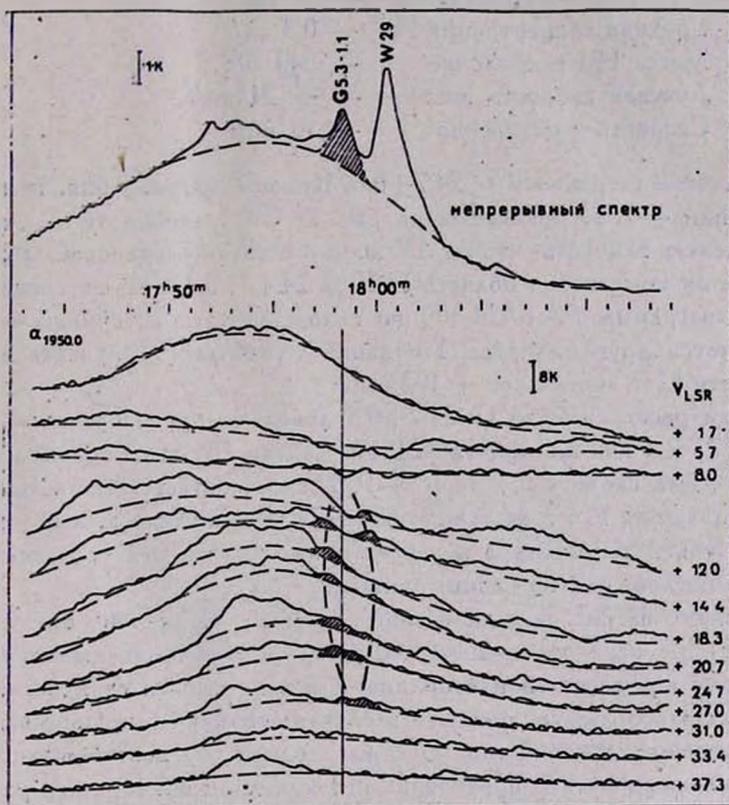


Рис. 1. Кривые прохождения области остатка сверхновой G 5.3—1.1. Верхняя кривая — в канале непрерывного спектра, лучевые скорости каналов спектрометра указаны справа. Выделено излучение остатка сверхновой и ближайших к нему облаков Н I. Штриховые кривые — фон излучения Галактики.

Средняя лучевая скорость этой оболочки составляет около 21 км/с, что прекрасно согласуется с лучевой скоростью газа, который должен находиться в непосредственной близости от остатка сверхновой G 5.3—1.1 со-

относящихся к классу плерионов, не превышает нескольких единиц на 10^4 лет [2]. Это связано, по-видимому, с уменьшением активности нейтронной звезды в центре остатка. В этом случае наиболее важным фактором, инициирующим расширение оболочки H I, является звездный ветер, воздействующий на межзвездный газ за время жизни звезды на главной последовательности [10]. В конце своей эволюции звезда могла вспыхнуть как сверхновая, что привело к образованию внутри старой оболочки H I молодого остатка сверхновой.

В рамках такого предположения можно по наблюдаемым параметрам оболочек H I оценить мощность истечения звездного ветра, а следовательно, и спектральный класс звезд. При этом будем предполагать, что перед взрывом звезда эволюционировала как нормальный гигант главной последовательности. Согласно [11], требуемая мощность ветра, P_* , и возраст оболочки, t_0 (в единицах 10^6 лет), связаны с наблюдаемой скоростью расширения оболочки, V_0 (км/с), и ее радиусом, R_S (пк) следующими соотношениями:

$$P_* = \frac{1}{2} \dot{M}_0 V_0^2 = 6.78 \cdot 10^{-7} n_0 R_S^2 V_0^3, \quad (1)$$

$$t_0 = 0.59 R_S / V_0, \quad (2)$$

где \dot{M}_0 — скорость потери массы (в единицах $10^{-6} M_\odot/\text{год}$), V_0 — скорость истечения звездного ветра (в единицах 10^3 км/с), n_0 — невозмущенная концентрация межзвездного газа в области распространения ударной волны. Последнюю величину можно оценить, считая, что оболочка H I содержит весь газ, существовавший в объеме с радиусом R_S до начала истечения. Ниже приведены результаты оценок для этих двух объектов.

G 5.3—1.1. Расчет по формулам (1) и (2) дает следующие значения: $P_* = 0.19$, $t_0 = 2.0$. Согласно [12], такую мощность звездного ветра может обеспечить звезда главной последовательности спектрального класса O6.5 с массой $\approx 20 M_\odot$ и скоростью потери массы $\approx 1.2 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$. За время $\sim 2 \cdot 10^6$ лет она может потерять не более $1 M_\odot$. Если принять, что масса нейтронной звезды в центре остатка составляет $\approx 2 M_\odot$, то легко определить массу звезды, сброшенную при взрыве — $17 M_\odot$.

G 24.7+0.6. Аналогичные оценки для этого объекта приводят к следующим значениям: $P_* = 2.55$, $t_0 = 3.0$. В данном случае масса звезды оказывается несколько большей — $43 M_\odot$. Потеря массы за счет звездного ветра составляет $9 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$, а за все время жизни звезды порядка $3 M_\odot$. Следовательно, масса, сброшенная при взрыве сверхновой, может составлять порядка $38 M_\odot$.

Приведенные оценки показывают, что наблюдения нейтрального водорода вокруг молодых остатков вспышек сверхновых позволяют оценить важные эволюционные параметры звезд. Поэтому дальнейшие наблюдения такого рода представляют большой интерес.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

NEUTRAL HYDROGEN AROUND SOME YOUNG SUPER NOVA REMNANTS

I. V. GOSACHINSKIJ, V. K. KHERSONSKIJ

HI observations around super nova remnants G5.3—1.1 and G24.7+ +0.6 were made with the RATAN-600 radio telescope with resolution of $2' \times 130' \times 6.3$ km/s. Expanding HI shells were found around these objects with diameters about 68 and 128 pc and HI masses about 40 and $4.6 \cdot 10^3 M_{\odot}$. The most probable nature of these shells is stellar wind outflow from the stars during their evolution on the main sequence. The estimates of stellar masses were made (17 and $38 M_{\odot}$) and of gas masses ejected during super nova explosions.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Госачинский, В. К. Херсонский, Астрон. ж., 64, № 2, 1987.
2. К. W. Weiler, Observatory, 103, 85, 1983.
3. А. П. Венгер, И. В. Госачинский, В. Г. Грачев, Н. Ф. Рыжков, Изв. САО АН СССР, 14, 118, 1981.
4. А. П. Венгер, А. Г. Гасанов, Ю. Д. Рудзь, Г. Н. Ильин, Н. Ф. Рыжков, А. А. Туз, Препр. ЛФ САО АН СССР, № 8, 1, 1984.
5. F. J. Kerr, Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl. Ser., 9, 1, 1969.
6. G. Westerhout, Maryland-Green Bank Galactic 21-cm Line Survey, Second edition, Univ. Maryland, 1969.
7. D. K. Milne, Austral. J. Phys., 32, 83, 1979.
8. W. S. Burton, M. A. Gordon, Astron. and Astrophys., 63, 7, 1978.
9. D. Downes, T. L. Wilson, J. Biegling, J. Wink, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 40, 379, 1980.
10. F. C. Bruhweiler, T. R. Gull, M. Kafatos, S. Sofia, Astrophys. J., 238, L27, 1980.
11. R. Weaver, R. McCray, J. Castor, P. Shapto, R. Moore, Astrophys. J., 218, 377, 1977.
12. M. Felly, N. Panagia, Astron. and Astrophys., 101, 424, 1981.

УДК: 524.5:524.1

ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

В. Д. КУЗНЕЦОВ

Поступила 8 апреля 1986

Принята к печати 20 октября 1986

В рамках диффузионно-конвективного описания галактических космических лучей (КЛ) рассмотрено их влияние на устойчивость и крупномасштабную динамику межзвездной среды, находящейся в гравитационном поле звезд Галактики. Исследованы наиболее неустойчивые моды, а также возмущения поперек регулярного магнитного поля. Установлено, что диффузия КЛ не приводит к конечному значению поперечного волнового числа, определяющего максимальную скорость роста неустойчивости.

1. *Введение.* Наблюдения и косвенные данные [1] свидетельствуют в пользу того, что плотность энергии КЛ сравнима с плотностью энергии других компонентов межзвездной среды: магнитного поля, турбулентных движений газа. В связи с этим КЛ, практически равномерно заполняющие весь объем Галактики, могут заметно изменять свойства среды, в которой они распространяются и быть важным динамическим фактором в ее поведении [1—8]. В настоящей работе рассмотрены динамические эффекты КЛ в межзвездной среде, находящейся под действием гравитационного поля звезд Галактики и давлений газа, магнитного поля и КЛ. Эта задача представляет интерес с точки зрения крупномасштабных движений межзвездной среды, возникающих при нарушении равновесия в Галактике в направлении поперек галактической плоскости, формирования галактического гало и определения энергетического баланса между различными компонентами межзвездной среды.

2. *Основные уравнения.* В качестве исходных используем уравнения магнитной гидродинамики с учетом действия внешнего гравитационного поля, давлений КЛ и случайного магнитного поля [5],

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}[\vec{V} \times \vec{B}]; \quad \vec{B} = \text{rot} \vec{A}, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = -\nabla p - \nabla P + \frac{1}{4\pi} [\text{rot } \vec{B} \times \vec{B}] + \rho \vec{g} + \vec{f}_i \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho^i} \right) = 0, \quad \vec{f}_i = -\eta u^2 \nabla \rho, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{V} = 0. \quad (4)$$

Для описания поведения газа КЛ в межзвездной среде используем уравнение диффузионно-конвективного типа

$$\frac{\partial w}{\partial t} - \nabla (\hat{D} \nabla w) + (\vec{V} \nabla) w + (w + P) \text{div } \vec{V} = q^+ - q^-, \quad (5)$$

где давление P и плотность энергии w КЛ связаны уравнением состояния, $w = w(P)$ (см. ниже), q^+ и q^- — источники и потери КЛ, $D_{ij} = D_{x_{ij}}$ — тензор диффузии.

3. Начальное состояние. Условие равновесия системы в направлении поперек галактической плоскости имеет вид ($\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_y$, $\vec{g} = -g \vec{e}_z$, см. рис. 1 статьи [5]).

$$\frac{d}{dz} \left(p_0 + P_0 + \frac{B_0^2}{8\pi} + \frac{1}{3} \frac{B_i^2}{8\pi} \right) = -\rho_0(z) g(z), \quad (6)$$

где $p_0 = \rho_0 u^2$ — давление газа, B_0 и B_i — регулярный и случайный (в среднем изотропный) компоненты магнитного поля.

Для КЛ, согласно уравнению (5),

$$\frac{d}{dz} \left(D_{\perp} \frac{dw_0}{dz} \right) = q^+ - q^-. \quad (7)$$

Пространственное распределение основных параметров в начальном состоянии выбирается таким образом, чтобы получить сравнительно простую систему уравнений для исследования малых возмущений. Принимая следующие упрощения:

$$\alpha = \frac{B_0^2}{8\pi p_0} = \text{const}; \quad \beta = \frac{P_0}{p_0} = \text{const}; \quad \eta = \frac{1}{3} \frac{B_i^2}{8\pi p_0} = \text{const},$$

$$g = \text{const}; \quad \mu = \frac{w_0}{P_0} = \text{const}; \quad u = \sqrt{\frac{kT}{M}} = \text{const}; \quad D_{\perp} = \text{const}, \quad (8)$$

для равновесного распределения различных компонентов межзвездной среды получим

$$\frac{p_0(z)}{p_0(0)} = \frac{P_0(z)}{P_0(0)} = \frac{B(z)}{B(0)} = \frac{q^-(z)H}{D_+} = \exp\left(-\frac{z}{H}\right); \quad H = \frac{u^2}{g} \delta = h\delta, \quad (9)$$

$$\delta = \delta_0 + \beta = 1 + \alpha + \gamma + \beta.$$

4. Дисперсионное уравнение для малых возмущений. Используя в качестве уравнения состояния газа КЛ соотношение

$$\frac{P'}{w'} = \frac{1}{\sigma} = \text{const}, \quad (10)$$

для малых возмущений вектор-потенциала A_x и давления КЛ P' получим систему двух уравнений, которая после подстановки всех возмущений в виде

$$A_x, P' \sim \varphi(z) \exp(i\omega t + ik_x x + ik_y y) \quad (11),$$

примет вид $(\tilde{A} = A_x/B_0(0)h; \tilde{P} = \exp(\xi/2\delta) \cdot P'/p_0(0); \xi = z/h)$,

$$R_5 \frac{d^2 \tilde{A}}{d\xi^2} + R_4 \frac{d\tilde{A}}{d\xi} + R_3 \tilde{A} + R_2 \frac{d\tilde{P}}{d\xi} + R_6 \tilde{P} = 0, \quad (12);$$

$$Q_4 \frac{d\tilde{A}}{d\xi} + Q_3 \tilde{A} + Q_6 \frac{d^2 \tilde{P}}{d\xi^2} + Q_5 \frac{d\tilde{P}}{d\xi} + Q_7 \tilde{P} = 0, \quad (13)$$

где

$$R_5 = \delta^2 (n + 2\alpha\epsilon_y^2) [(\gamma_1 + 2\alpha)n + 2\alpha\gamma_1\epsilon_y^2]; \quad R_4 = \beta \cdot \delta \cdot n (n + 2\alpha\epsilon_y^2),$$

$$R_3 = (n + 2\alpha\epsilon_y^2) \left[-n^2\delta^2 - \left\{ (\gamma_1 + 2\alpha) \left(\delta^2\epsilon_x^2 + \delta^2\epsilon_y^2 + \frac{1}{4} \right) + \frac{1}{2}\beta \right\} n - \right.$$

$$\left. - 2\alpha\gamma_1\delta^2\epsilon_y^2 (\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2) + \left\{ \delta(\delta_0 - \gamma_1) - \frac{\alpha\gamma_1}{2} \right\} \epsilon_y^2 + \delta \cdot \epsilon_x^2 (\delta_0 - 2\alpha - \gamma_1) \right] +$$

$$+ 4\alpha^2\delta \cdot \epsilon_x^2 \epsilon_y^2; \quad R_2 = \delta^2 n (n + 2\alpha\epsilon_y^2);$$

$$R_6 = -\delta (n + 2\alpha\epsilon_y^2) \left[\frac{1}{2} n + \delta (\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2) \right];$$

$$Q_4 = \left(\frac{\mu + 1}{\sigma} \right) \beta \delta^2 n^{3/2} (n + 2\alpha\epsilon_y^2); \quad Q_6 = \kappa_{\perp} \epsilon_y \delta^2 \Omega_{xy} = -\delta \cdot Q_3;$$

$$\Omega_{xy} = n^2 + (\gamma_1 + 2\alpha) (\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2) n + 2\alpha\gamma_1\epsilon_y^2 (\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2);$$

$$Q_3 = \frac{\beta}{\sigma} \sqrt{n} \delta \left[-\frac{1}{2} (\mu - 1) n^2 - n \left\{ \varepsilon_x^2 [\mu (\gamma_1 + 2\alpha - \delta_0) - \delta_0] + \right. \right. \\ \left. \left. + \varepsilon_y^2 [\mu (\gamma_1 + \alpha - \delta_0) - (\delta_0 + \alpha)] \right\} + 2\alpha \varepsilon_y^2 (\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2) \{ \mu (\delta_0 - \gamma_1) + \delta_0 \} \right]; \\ Q_5 = - \left[\sqrt{n} \delta^2 + \varepsilon_3 \left\{ x_{\perp} \varepsilon_x^2 \delta^2 + x_{\parallel} \delta^2 \varepsilon_y^2 - \frac{x_{\perp}}{4} \right\} \right] \Omega_{xy} - \left(\frac{\mu + 1}{\sigma} \right) \beta \delta^2 \sqrt{n} \times \\ \times (n + 2\alpha \varepsilon_y^2) (\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2); \quad \gamma_2 = \gamma_1 + \frac{\mu + 1}{\sigma} \beta = \gamma + \eta + \frac{\mu + 1}{\sigma} \beta;$$

$$\varepsilon_x = K_x h; \quad \varepsilon_y = K_y h; \quad \varepsilon_3 = \frac{D}{uh};$$

$$\sqrt{n} = \frac{h}{u} = \frac{i\omega h}{u} = i \frac{h}{u} \operatorname{Re} \omega - \frac{h}{u} \operatorname{Im} \omega. \quad (14)$$

Для граничных условий по ξ

$$A'_x(0) = 0, \quad P'(0) = 0, \\ A'_x(\infty) < \infty, \quad P'(\infty) < \infty \quad (15)$$

определяют решение в виде

$$\varphi(\xi) \sim \exp(i\varepsilon_s \xi); \quad \varepsilon_s = k_s h = \varepsilon_0 + i\varepsilon_1, \\ \varepsilon_1 \geq 0; \quad \varepsilon_0 > 0, \quad (16)$$

подставляя которое (12)—(13), получим характеристическое уравнение исследуемой системы:

$$\Phi = \Omega_{xy} \cdot F = 0, \quad (17) \\ F = f^{(-)} (f^{x\lambda} - \sqrt{n} \delta^2) + \sqrt{n} \delta^2 f^{(0)} = \varepsilon_3 F^{(-)} + F^{(0)} = \\ = a_y F_{\parallel} + \varepsilon_x^2 F_x = n F_{\perp} + \varepsilon_y^2 F_y; \quad F_{\sigma} = f_{\sigma}^{(-)} \cdot f_{\sigma}^{x\lambda} + \\ + \sqrt{n} \delta^2 (f_{\sigma}^{(0)} - f_{\sigma}^{(+)}); \quad f^{x\lambda} = \varepsilon_3 \left[x_{\perp} \delta^2 (\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2) + x_{\parallel} \delta^2 \varepsilon_y^2 + \right. \\ \left. + i\varepsilon_x x_{\perp} \delta - \frac{x_{\perp}}{4} \right] + \sqrt{n} \delta^2; \quad a_y = n + 2\alpha \varepsilon_y^2; \quad \varepsilon^2 = \varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 + \varepsilon_z^2; \\ f^{(-)} = a_y f_{\parallel}^{(-)} + \varepsilon_x^2 f_x^{(-)} = n f_{\perp}^{(-)} + \varepsilon_y^2 f_y^{(-)} = - (n + 2\alpha \varepsilon_y^2) \times \\ \times \left[n^2 \delta^2 + \left\{ (\gamma_1 + 2\alpha) \left(\delta^2 \varepsilon^2 + \frac{1}{4} \right) + \beta \left(\frac{1}{2} - i\varepsilon_x \delta \right) \right\} n + 2\alpha \gamma_1 \delta^2 \varepsilon_y^2 \varepsilon^2 - \right. \\ \left. - \varepsilon_y^2 \left\{ \delta \delta_0 - \gamma_1 \left(\delta + \frac{\alpha}{2} \right) \right\} - \varepsilon_x^2 \delta (\delta_0 - 2\alpha - \gamma_1) \right] + 4\alpha^2 \delta \cdot \varepsilon_x^2 \varepsilon_y^2; \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
 f^{(0)} &= a_y f_1^{(0)} + \varepsilon_x^2 f_x^{(0)} = n f_{\perp}^{(0)} + \varepsilon_y^2 f_y^{(0)} = \\
 &= - (n + 2\alpha \varepsilon_y^2) \left[n^2 \delta^2 + \left\{ (\gamma_2 + 2\alpha) \left(\delta^2 \varepsilon^2 + \frac{1}{4} \right) + \right. \right. \\
 &+ \left. \left. \left(1 - \frac{\mu}{\sigma} \right) \beta \left(\frac{1}{2} - i \varepsilon_x \delta \right) \right\} n + 2\alpha \gamma_2 \varepsilon_y^2 \left(\delta^2 \varepsilon^2 + \frac{1}{4} \right) - \right. \\
 &\left. - \delta \left(\gamma_2 - \delta - \frac{\mu}{\sigma} \beta \right) \varepsilon_y^2 + \delta \left(\gamma_2 + 2\alpha - \delta_0 - \frac{\mu}{\sigma} \beta \right) \varepsilon_x^2 + 4\alpha \delta_0 \cdot \varepsilon_x^2 \cdot \varepsilon_y^2 \right]. \quad (19)
 \end{aligned}$$

Здесь выделены характеристические уравнения по отношению к продольным ($k_x = k_{\perp} = 0$), поперечным ($k_y = k_{\parallel} = 0$) возмущениям и возмущениям с $k_x = \infty$, а также уравнения для нулевого ($D = 0$) и бесконечного ($D = \infty$) коэффициента диффузии. Множители a_y и \mathcal{Q}_{xy} выделяют альвеновские, звуковые и магнитозвуковые волны для соответствующих возмущений.

5. *Граница устойчивости и критический показатель.* Для каждого типа возмущений неустойчивое решение ($n > 0$, $\text{Im } \omega < 0$), как можно видеть из (17), существует при

$$\gamma < \Gamma(\alpha, \beta, \eta, 0), \quad (20)$$

причем неустойчивыми оказываются возмущения с волновыми числами $0 < \varepsilon^2 < \varepsilon_1^2$, где значение ε_1^2 определяется из условия

$$\gamma = \Gamma(\alpha, \beta, \eta, \varepsilon^2) \leq \Gamma(\alpha, \beta, \eta, 0). \quad (21)$$

Критический показатель $\Gamma(\alpha, \beta, \eta, \varepsilon^2)$, разный в случаях $\varepsilon_3 = 0$ и $\varepsilon_3 > 0$ и зависит от типа возмущений.

Для $\varepsilon_3 = 0$ и $k_x k_y \neq 0$ из (19) получим

$$\Gamma^{(0)} = \frac{\delta \left(\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma} \beta \right) (\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2)}{\left(\delta + \frac{\alpha}{2} + 2\alpha \delta^2 \varepsilon^2 \right) \varepsilon_y^2 + \delta \cdot \varepsilon_x^2} - \eta - \frac{\mu + 1}{\sigma} \beta \equiv \Gamma_2 - \eta - \frac{\mu + 1}{\sigma} \beta, \quad (22)$$

и можно ввести эффективный критический показатель Γ_2 , характеризующий в данном случае упругость многокомпонентной среды из теплового газа, случайного магнитного поля и газа КЛ.

Для продольных и поперечных возмущений из (19) соответственно будем иметь

$$\Gamma_1^{(0)} = \frac{\delta \left(\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma} \beta \right)}{\delta + \frac{\alpha}{2} + 2\alpha\delta^2 (\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2)} - \eta - \frac{\mu+1}{\sigma} \beta, \quad (23)$$

$$\Gamma_{\pm}^{(0)} = \delta_0 + \frac{\mu}{\sigma} \beta - 2\alpha. \quad (24)$$

Критический показатель для возмущений с $k_x = \infty$ равен

$$\Gamma_x^{(0)} = \frac{\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma} \beta}{1 + 2\alpha\delta\varepsilon_y^2} - \eta - \frac{\mu+1}{\sigma} \beta. \quad (25)$$

В случае $\varepsilon_3 > 0$ из (18) будем иметь

$$\Gamma^{(+)} = \frac{\delta\delta_0(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2)}{\left(\delta + \frac{\alpha}{2} + 2\alpha\delta^2\varepsilon_x^2 \right) \varepsilon_y^2 + \delta\varepsilon_x^2} - \eta, \quad (26)$$

$$\Gamma_1^{(-)} = \frac{\delta\delta_0}{\delta + \frac{\alpha}{2} + 2\alpha\delta^2(\varepsilon_y^2 + \varepsilon_x^2)} - \eta, \quad (27)$$

$$\Gamma_{\pm}^{(+)} = \delta_0 - \eta - 2\alpha, \quad (28)$$

$$\Gamma_x^{(+)} = \frac{\delta_0}{1 + 2\alpha\delta\varepsilon_y^2} - \eta. \quad (29)$$

Как можно видеть, для $k_x = 0$ и $k_x = \infty$ наиболее неустойчивы длинноволновые возмущения ($k_y = 0$, $k_x \rightarrow 0$) в том смысле, что для них критический показатель Γ максимален и условие неустойчивости прежде всего выполняется именно на длинных волнах. Для $k_y = 0$ граница устойчивости от k_x не зависит. На рис. 1 показана зависимость критических показателей от параметра β для возмущений с бесконечной длиной волны. Наиболее неустойчивая мода, определяемая максимальным показателем Γ , соответствует возмущениям с $k_x = \infty$.

6. Поведение малых возмущений и влияние КЛ на неустойчивость.

Случай $\varepsilon_3 = 0$ соответствует полному увлечению КЛ в движения среды.

Для наиболее неустойчивой моды $\left(k_x = \infty, \gamma < 1 + \alpha - \frac{\beta}{\sigma} \right)$ скорость роста неустойчивости n , определяемая уравнением $f_x^{(0)} = 0$, равна

$$n_x^{(0)}(\varepsilon_y^2) = - \frac{\left[4\alpha\delta(\gamma_2 + \alpha)\varepsilon_y^2 + \gamma_2 - 2\alpha - \delta_0 - \frac{\mu}{\sigma}\beta \right]}{2\delta(\gamma_2 + 2\alpha)} +$$

$$+ \sqrt{\frac{\left[4\alpha\delta(\gamma_2 + \alpha)\varepsilon_y^2 + \gamma_2 - 2\alpha - \delta_0 - \frac{\mu}{\sigma}\beta \right]^2}{4\delta^2(\gamma_2 + 2\alpha)^2} + \frac{2\alpha\varepsilon_y^2 \left[\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta - \gamma_2(1 + 2\alpha\delta\varepsilon_y^2) \right]}{\delta(\gamma_2 + 2\alpha)}} \xrightarrow{\varepsilon_y^2 \rightarrow 0} \frac{1}{\delta} \left[\frac{\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta}{\gamma_2 + 2\alpha} - 1 \right]. \quad (30)$$

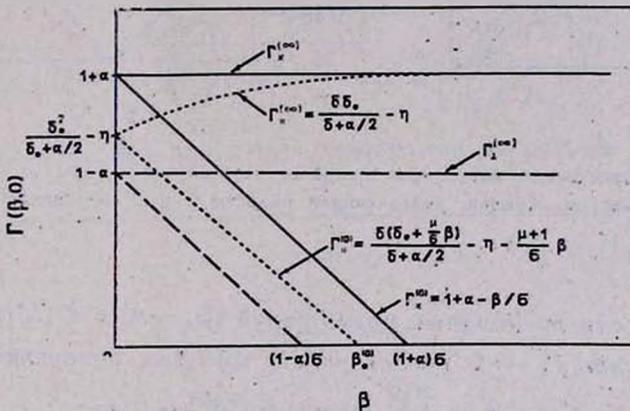


Рис. 1. Зависимость критических показателей от параметра β .

Максимум $n_x^{(0)}$, совпадающий с абсолютным максимумом функции $n^{(0)}(k_x, k_y)$, достигается при

$$\varepsilon_{y \max}^2 = - \frac{\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta + \gamma_2 + 2\alpha}{4\delta\alpha^2} +$$

$$+ \sqrt{\frac{\left[\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta + \gamma_2 + 2\alpha \right]^2}{4\delta^2\alpha^4} + \frac{\left(\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta - \gamma_2 \right) \left[4\alpha(\gamma_2 + \alpha) - \gamma_2 \left(\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma}\beta - \gamma_2 \right) \right]}{4\delta^2\alpha^4}} \quad (31)$$

для α и γ из областей 1 и 2 на рис. 2 и $k_{y \max} = 0$ для α и γ из области 3 на рис. 2. При этом для соответствующих α и γ

$$\max n_x^{(0)} = \begin{cases} \frac{\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma} \beta - \gamma_2 - 4x\gamma_2 \delta \cdot \varepsilon_y^2 \max}{2\delta(\gamma_2 + \alpha)} & \text{область 1 и 2,} \\ \left[\frac{\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma} \beta}{\gamma_2 + 2x} - 1 \right] \frac{1}{\delta} & \text{область 3,} \end{cases} \quad (32)$$

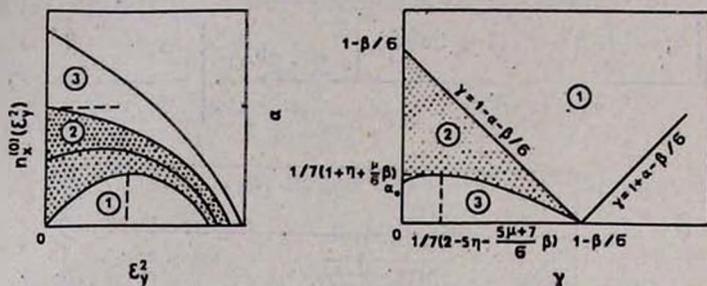


Рис. 2. Зависимость инкремента наиболее неустойчивой моды от k_y для разных значений параметров. Кривая, разделяющая области 2 и 3, определяется уравнением $\alpha(\gamma_2 + \alpha) = \gamma_2 \left(\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma} \beta - \gamma_2 \right)$.

Скорость роста продольных возмущений ($k_x = 0$, $\gamma < \Gamma_1^{(-)}$), определяемая уравнением $f_1^{(0)} = 0$, исследована в [6]. Для поперечных возмущений ($k_y = 0$, $\gamma < 1 - \alpha - \frac{\beta}{\sigma}$) уравнение $f_1^{(0)} = 0$ дает

$$\begin{aligned} n_{\perp}^{(0)}(\varepsilon_x^2, \varepsilon_y^2) &= -\frac{1}{2}(\gamma_2 + 2\alpha) \left(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 + \frac{1}{4\delta^2} \right) + \\ &+ \sqrt{\frac{1}{4}(\gamma_2 + 2\alpha)^2 \left(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 + \frac{1}{4\delta^2} \right)^2 + \left(1 - \frac{\gamma_2 + 2\alpha}{\delta} \right) \varepsilon_x^2} \xrightarrow{\varepsilon_x^2 \rightarrow \infty} \max n_{\perp}^{(0)} = \\ &= \left[\frac{\delta_0 + \frac{\mu}{\sigma} \beta}{\gamma_2 + 2\alpha} - 1 \right] \frac{1}{\delta}. \end{aligned} \quad (33)$$

В случае $\varepsilon_y = \infty$ возмущения КЛ отсутствуют ($P' = 0$). Скорость роста неустойчивости, определяемая уравнением $f^{(-)} = 0$, зависит от параметра β только через начальное состояние. Для наиболее неустойчивой моды ($k_x = \infty$, $\gamma < 1 + \alpha$) решение уравнения $f_x^{(-)} = 0$ получается из (30), если сделать замену: $\gamma_2 \rightarrow \gamma_1$ и $\sigma \rightarrow \infty$. С учетом этой замены

справедливы и формулы (31) — (32) для $\max n_x^{(\infty)}$ и $k_{y \max}$. Решение уравнения $f_1^{(-)} = 0$ для продольных возмущений ($k_x = 0$, $\gamma < \Gamma_1^{(-)}$) рассмотрено в работе [5]. Скорость роста поперечных возмущений найдем из уравнения $f_1^{(-)} = 0$ ($k_y = 0$, $\gamma < 1 - \alpha$, $\epsilon_x = \epsilon_0 + i\epsilon_1$),

$$\begin{aligned}
 n_x^{(-)}(\epsilon_x^2, \epsilon_0^2) = & -\frac{1}{2} \left[(\gamma_1 + 2\alpha) \left(\epsilon_x^2 + \epsilon_0^2 + \frac{1}{4\delta^2} \right) + \right. \\
 & \left. + \frac{\beta}{2\delta^2} \left(1 + \frac{\beta}{4(\gamma_1 + 2\alpha)} \right) \right] + \\
 & + \sqrt{\epsilon_x^2 (\delta_0 - 2\alpha - \gamma_1) + \left[(\gamma_1 + 2\alpha) \left(\epsilon_x^2 + \epsilon_0^2 + \frac{1}{4\delta^2} \right) + \right.} \\
 & \left. + \frac{\beta}{2\delta^2} \left(1 + \frac{\beta}{4(\gamma_1 + 2\alpha)} \right) \right]^2} \cdot \frac{1}{4} \xrightarrow{\epsilon_x^2 \rightarrow \infty} \left[\frac{\delta_0}{\gamma_1 + 2\alpha} - 1 \right] \frac{1}{\delta}. \quad (34)
 \end{aligned}$$

Вид функции $n(k_x, k_y)$ для $\gamma < \Gamma_1$ изображен на рис. 3.

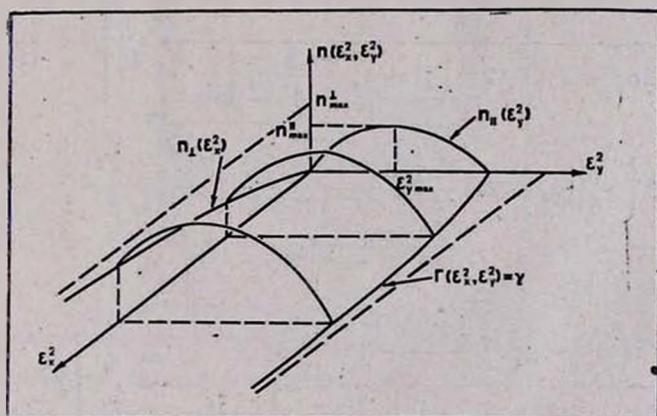


Рис. 3. Функция $n(k_x^2, k_y^2)$ при $\gamma < \Gamma_1$.

Случай $\epsilon_3 > 0$ соответствует частичному увлечению КЛ в движения среды. В общем случае имеем уравнение $F = 0$. Скорость роста неустойчивости для возмущений с $k_x = \infty$ ($\gamma < \Gamma_x^{(-)}$) определяется уравнением $f_x^{(-)} = 0$ и от параметра ϵ_3 не зависит. Таким образом, наличие диффузии КЛ ($D \neq 0$) не приводит к конечному значению поперечного волнового числа, определяющего максимальную скорость роста неустойчивости. Нахождение характерного поперечного масштаба $k_{y \max}$ требует учета в уравнениях магнитной гидродинамики

диссипативных членов с вязкостью и проводимостью, численные значения которых определяются турбулентностью среды.

Для продольных возмущений ($k_x = 0$, $\gamma < \Gamma_1^{(-)}$) решение уравнения $F_1 = 0$ при произвольном значении параметра $\varepsilon_3 = D/uh$ получено в работе [7] по теории возмущений по параметру β . Соответствующее решение для поперечных возмущений ($k_y = 0$, $\Gamma_\perp = 0$, $\gamma < \Gamma_x^{(-)}$) в случае $\sigma = \mu$ имеет вид ($n_\perp = n_0^\perp + \delta n_\perp$, $\beta \ll 1$):

$$\delta n_\perp = -\beta \cdot \frac{\frac{\partial F_\perp}{\partial \beta}}{\frac{\partial F_\perp}{\partial n}} \Big|_{\beta=0} = \frac{Q_\perp \delta n_\perp^{(-)} + \delta n_\perp^{(0)}}{1 + Q_\perp} \begin{matrix} \xrightarrow{\varepsilon_3 \rightarrow 0} \delta n_\perp^{(0)} \\ \xrightarrow{\varepsilon_3 \rightarrow \infty} \delta n_\perp^{(-)} \end{matrix}, \quad (35)$$

$$Q_\perp = \varepsilon_3 x_\perp \left(\varepsilon_x^2 - \frac{1}{4\delta_0^2} \right) / V n_0^\perp,$$

где δn_\perp — добавка за счет КЛ к скорости роста неустойчивости при $\varepsilon_3 > 0$, а выражения

$$\delta n_\perp^{(0)} = \frac{M}{\delta_0^2 \left[2n_0^\perp + (\gamma_1 + 2\alpha) \left(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_x^2 + \frac{1}{4\delta_0^2} \right) \right]} \xrightarrow{\varepsilon_x^2 \rightarrow \infty} \frac{\beta}{\delta_0^2} \left[1 - \frac{\mu + 1}{(\gamma_1 + 2\alpha)^2} \delta_0^2 \right] < 0 \quad (36)$$

$$M = \beta \left[\varepsilon_x^2 \left\{ (\gamma_1 + 2\alpha) - \delta_0 \frac{\mu + 1}{\mu} \right\} + \frac{n_0^\perp}{4} \left\{ \frac{2(\gamma_1 + 2\alpha)}{\delta_0} - \frac{\mu + 1}{\mu} \right\} - \right. \\ \left. - n_0^\perp \delta_0^2 \frac{\mu + 1}{\mu} (\varepsilon_x^2 + \varepsilon_x^2) \right]$$

$$\delta n_\perp^{(-)} = \frac{\beta \left(\varepsilon_x^2 + \frac{n_0^\perp}{2\delta_0} \right) \left(\frac{\gamma_1 + 2\alpha}{\delta_0} - 1 \right)}{\delta_0 \left[2n_0^\perp + (\gamma_1 + 2\alpha) \left(\varepsilon_x^2 + \varepsilon_x^2 + \frac{1}{4\delta_0^2} \right) \right]} \xrightarrow{\varepsilon_x^2 \rightarrow \infty} \frac{\beta}{\delta_0^2} \left[1 - \frac{\delta_0}{\gamma_1 + 2\alpha} \right] < 0 \quad (37)$$

дают для малых β изменение скорости роста в случае нулевого и бесконечного коэффициента диффузии. На рис. 4 показано поведение функции $\delta n_\perp(k_x)$ при $\varepsilon_3 \rightarrow 0$ и $\varepsilon_3 \rightarrow \infty$.

7. **Заключение.** Эффекты КЛ содержатся в зависимости критических показателей Γ и скорости роста неустойчивости λ от параметров β , σ , μ и ε_3 . На основании полученных решений (см. также [3—7]) можно сделать следующие выводы о влиянии КЛ на крупномасштабную динамику межзвездной среды в гравитационном и магнитном полях Галактики.

а) При малом значении параметра $\varepsilon_3 = Dg/u^3$, характеризующего отношение звукового времени к диффузионному, КЛ уменьшают скорость роста магнитогазодинамических неустойчивостей. Это связано с полным увлечением КЛ в движения среды, в результате чего областям повышенного давления газа соответствуют области с повышенным давлением КЛ, так что среде с КЛ можно приписать эффективный показатель упругости

$\gamma_{эфф} = \gamma + \eta + \frac{1}{\sigma} \beta$. КЛ в данном случае могут приводить к абсолютной устойчивости системы (для любого $\gamma > 0$) при значениях параметра β , определяемых условием $\Gamma^{(0)}(\beta) < 0$.

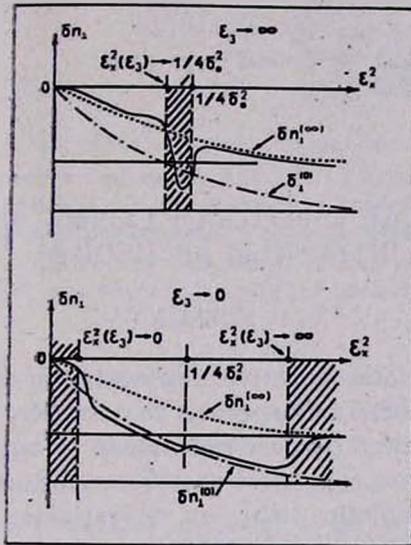


Рис. 4. Разбиение диапазона неустойчивых волновых чисел при конечном значении параметра $\varepsilon_3 = Duh$ на области с $\delta n_1 = \delta n_1^{(\infty)}$ и $\delta n_1 = \delta n_1^{(0)}$.

б) Для больших значений параметра ε_3 КЛ слабо увлекаются в движения среды и возмущения их давления малы. Влияние КЛ на поперечные возмущения сводится к уменьшению их скорости роста, продольные же возмущения дестабилизируются КЛ и скорость их роста увеличивается.

в) При конечных значениях параметра ε_3 диапазон неустойчивых волновых чисел разбивается на области, в которых $\delta n \approx \delta n^{(\infty)}$ и $\delta n = \delta n^{(0)}$, причем граничное значение k^* , при котором имеет место переход от случая полного увлечения КЛ в движения среды к случаю полного проскальзывания их сквозь газ, зависит от параметра ε_3 . Области волновых чисел с $\delta n \approx \delta n^{(\infty)}$ и $\delta n \approx \delta n^{(0)}$ исчезают соответственно при $\varepsilon_3 \rightarrow 0$ и $\varepsilon_3 \rightarrow \infty$.

г) Роль диффузии КЛ относительно вещества особенно отчетливо выявляется в случае $\Gamma^{(0)}(\beta) < \gamma < \Gamma^{(-)}(\beta)$, когда система теряет устойчивость при переходе от нулевого коэффициента диффузии к конечному.

д) Численные оценки скорости роста неустойчивости и масштабы наиболее неустойчивых возмущений ($\tau = 10^8$ лет, $\lambda \approx 2$ кпк), приведенные в [5] для характерных параметров в диске и гало, показывают, что на пространственных и временных масштабах Галактики ($\tau = 10^{10}$ лет, $\lambda \approx 30$ кпк) рассмотренные динамические эффекты КЛ могут приводить к заметным астрофизическим проявлениям.

В заключение выражаю благодарность В. С. Птускину за обсуждение результатов работы.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн АН СССР

DYNAMICAL EFFECTS OF COSMIC RAYS IN INTERSTELLAR MEDIUM

V. D. KUZNETSOV

Using the diffusion-convective description of galactic cosmic rays, we have considered their influence on the stability and large-scale dynamics of the interstellar medium maintained in equilibrium by the gravitational fields of stars. The most unstable modes and the perturbations across the regular magnetic field are investigated. It has been established that the diffusion of the cosmic rays does not lead to the finite value of the transverse wave number at which the maximal growth rate of instability is reached.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астрофизика космических лучей, под ред. В. Л. Гинзбурга, Наука, М., 1984.
2. E. N. Parker, Space Sci. Rev., 9, 651, 1969.
3. V. D. Kuznetsov, V. S. Ptuskin, 18-th Cosmic Ray Conf., Bangalore, 9, 235, 1983.
4. В. Д. Кузнецов, В. С. Птускин, Письма в Астрон. ж., 9, 138, 1983.
5. V. D. Kuznetsov, V. S. Ptuskin, Astrophys. and Space Sci., 94, 5, 1983.
6. V. D. Kuznetsov, Astrophys. and Space Sci., 113, 99, 1985.
7. В. Д. Кузнецов, Астрон. ж., 63, 446, 1986.
8. C. J. Cesarsky, Proc. Int. Sch. Worksh. on Plasma Astrophys., Varese, 1981, p. 51.

УДК: 52:530.145

РАССЕЯНИЕ L_α КВАНТОВ В БЕСКОНЕЧНОЙ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В КОНТИНУУМЕ

Н. Н. ЧУГАЙ

Поступила 4 марта 1986

Принята к печати 20 сентября 1986

Рассчитан спектр L_α -излучения в расширяющейся однородной бесконечной среде в случае очень большой оптической толщи ($a\tau \gg 1$). Учтено поглощение квантов в полете и при рассеянии. Частичное перераспределение по частотам в лоренцевских крыльях описывалось в диффузионном приближении. Получены асимптотическое и аппроксимационное выражения для вероятности потери кванта в полете, которая учитывает совместный эффект локального выхода из среды вследствие расширения и поглощения в континууме.

1. *Введение.* При изучении некоторого класса астрофизических объектов, например, сверхновых, ядер активных галактик, Вселенной на стадии рекомбинации, возникает необходимость учета многократного рассеяния L_α -квантов в расширяющемся газе с очень большой оптической толщиной в линии. Последнее соответствует неравенству $a\tau \gg 1$, где a — постоянная Фойгта, τ — параметр оптической толщи с учетом градиента скорости. Он связан с безразмерным градиентом скорости γ , введенным Соболевым [1], $\tau = \sqrt{\pi} \gamma^{-1}$. В случае $a\tau \gg 1$ учет частичного перераспределения по частотам в лоренцевских крыльях радикально меняет картину резонансного рассеяния в расширяющейся среде по сравнению с приближением полного перераспределения по частотам [2]. В предыдущей работе был рассмотрен случай консервативного рассеяния, который имеет ограниченное приложение.

В предлагаемой работе исследуется резонансное рассеяние L_α -квантов практически в той же постановке, что и в [2], с той существенной разницей, что здесь учитывается поглощение квантов в полете и при рассеянии. Для некоторых частных случаев рассчитан спектр резонансного излучения в среде. Результаты расчетов использованы для нахождения аппроксимационной формулы для средней вероятности потери кванта в полете ζ , кот-

торая учитывает совместный эффект выхода квантов из локальной области рассеяния и поглощения в непрерывном спектре. Величина ζ удобна в практических приложениях, поскольку через нее выражается скорость нескомпенсированных радиативных переходов $2 \rightarrow 1$ в крайне простой форме $A_{21} n_2 \zeta_{12}$.

2. *Формулировка задачи.* Рассматривается однородная бесконечная среда (водородный газ) с кинематикой расширения $v = r/t$. Считаем известными: коэффициент излучения первичных квантов J_0^0 , профиль которого предполагается фогтовским φ ; коэффициент поглощения в континууме k_c (независящий от частоты); вероятность гибели квантов при рассеянии ϵ ; концентрацию нейтрального водорода n_1 и время расширения t . Вместо n_1 и t можно задать только параметр оптической толщи τ , равный в данном случае

$$\tau = \frac{\pi e^2}{mc} f n_1 \lambda t = k \lambda t. \quad (1)$$

Воспользуемся диффузионным приближением для описания частичного перераспределения по частоте в лоренцевских крыльях [2—4]. Тогда уравнение переноса резонансного излучения в сопутствующей системе координат при условии квазистационарности будет отличаться от уравнения в [2] только двумя слагаемыми, учитывающими поглощение в полете и при рассеянии

$$\frac{1}{\tau} \frac{\partial I_x}{\partial x} + \frac{\alpha(1-\epsilon)}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^2} \frac{\partial I_x}{\partial x} \right) - \epsilon \varphi_x I_x - \omega I_x + \nu_x S^0 = 0, \quad (2)$$

где $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ — безразмерное смещение частоты в единицах тепловой доплеровской ширины, $\omega = k_c \Delta\nu_D/k$ — отношение коэффициента непрерывного поглощения к среднему коэффициенту поглощения в линии, S^0 — первичная функция источников

$$S^0 = J_0^0 \Delta\nu_D/k_\nu. \quad (3)$$

Как и в работе [2], не учитываются отдача при рассеянии, индуцированное излучение и столкновительное уширение второго уровня. Кроме того, пренебрегаем излучением в континууме.

Ограничимся рассмотрением случая, когда рождение фотонов в лоренцевских крыльях пренебрежимо мало в сравнении с процессом перераспределения фотонов, родившихся в доплеровском ядре. Для этого необходимо предполагать выполнение неравенства [5]

$$x^2 \ll \epsilon^{-1}, \quad (4)$$

где x — характерная ширина спектра. Это неравенство можно получить,

если потребовать, чтобы диффузионное слагаемое в (2) было существенно больше скорости рождения квантов в крыльях $S^0 \varphi_x$. При выполнении неравенства (4) в уравнении (2) можно заменить φ_x на δ -функцию.

Проинтегрируем уравнение (2) в пределах от x до ∞ и введем обозначение

$$u = I_x (S^0 - \varepsilon I_0)^{-1}, \quad (5)$$

где I_0 — значение I_x при $x = 0$. Тогда вместо (2) получаем интегродифференциальное уравнение

$$\frac{\alpha(1-\varepsilon)}{2\pi x^2} \frac{du}{dx} + \frac{1}{\tau} u + \omega \int_x^\infty u dx' - \theta(-x) = 0, \quad (6)$$

где $\theta(x)$ — единичная функция ($\theta = 0$ при $x < 0$ и $\theta = 1$ при $x > 0$). В (6) использовано граничное условие

$$u \rightarrow 0, \quad x \rightarrow \infty. \quad (7)$$

Кроме того, при $\omega \neq 0$ функция $u(x)$ удовлетворяет граничному условию

$$u \rightarrow 0, \quad x \rightarrow -\infty, \quad (8)$$

которое эквивалентно закону сохранения

$$\omega \int_{-\infty}^{\infty} u dx' = 1. \quad (9)$$

Оно означает, что в бесконечной среде при $\omega \neq 0$ квант, не погибший при рассеянии, будет поглощен в континууме.

Уравнение (6) с граничными условиями (7) и (8) определяет функцию $u(x)$, через которую с помощью (5) однозначно выражается интенсивность I_x .

3. Спектр L_α -излучения. В отсутствие непрерывного поглощения ($\omega = 0$) уравнение (6) допускает аналитическое решение

$$u = \tau \theta(x) e^{-(x/x_d)^2} + \tau \theta(-x), \quad (10)$$

где x_d — характерная частота обрезания спектра в высокочастотной области

$$x_d = \left(\frac{3\alpha(1-\varepsilon)\tau}{2\pi} \right)^{1/3}. \quad (11)$$

При $\varepsilon \ll 1$ (это практически всегда имеет место) выражение (11) совпа-

дает с аналогичной величиной x_d в случае консервативного рассеяния [2]. Из (10) и (5) получаем интенсивность спектра L_α -излучения при $\omega = 0$ и $\epsilon \neq 0$:

$$I_x = \frac{S^0}{1 + \epsilon\tau} [\theta(x) e^{-(x/x_d)^3} + \theta(-x)]. \quad (12)$$

В отличие от случая консервативного рассеяния [2] здесь интенсивность оказывается в $1 + \epsilon\tau$ раз ниже.

В присутствии непрерывного поглощения $\omega \neq 0$ спектр $u(x)$ рассчитывался путем численного решения интегро-дифференциального уравнения (6) с граничными условиями (7) и (8). На рис. 1 приведены результаты расчетов для случая $\tau = 10^9$, $\alpha = 5 \cdot 10^{-4}$ и ряда значений ω : 0, 10^{-11} , 10^{-10} , 10^{-9} . Бросается в глаза следующая особенность: по мере роста ω ,

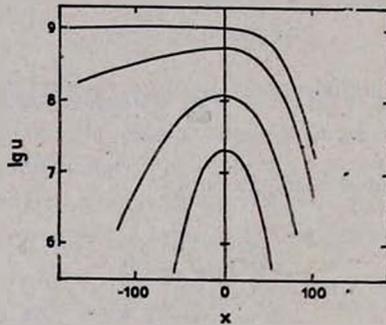


Рис. 1. Спектр L_α -излучения $u(x)$ (см. текст) при $\tau = 10^9$, $\alpha = 5 \cdot 10^{-4}$ и различных ω . Сверху вниз ω : 0, 10^{-11} , 10^{-10} , 10^{-9} .

начиная с некоторых значений $\omega > \omega_c$, спектр становится все более симметричным и сужается. Симметризацию спектра очевидно следует понимать как эффект уменьшения роли локального выхода квантов из среды вследствие ее расширения по сравнению с поглощением квантов в континууме. Критическая величина ω_c , при которой оба указанных процесса сопоставимы, может быть найдена приравниванием второго и третьего слагаемых в уравнении (6). Поступая так, мы получим

$$\omega_c \approx (\tau x_d)^{-1}. \quad (13)$$

Та же оценка для ω_c может быть найдена из очевидного условия $ct_d k_c = 1$, где $t_d = t x_d \Delta \nu_D / \nu$ — время пребывания кванта в диффузионной области частот $|x| < x_d$ (см. [2]). В случае, представленном на рис. 1 ($\tau = 10^9$, $\alpha = 5 \cdot 10^{-4}$), величина $x_d = 62$, а $\omega_c \approx 1.6 \cdot 10^{-11}$.

При $\omega \gg \omega_0$ спектр резонансного излучения будет контролироваться практически только диффузией квантов по оси частот и поглощением в полете; расширение среды не будет оказывать заметного влияния на формирование спектра. В этом пределе, который можно назвать статическим, интенсивность спектра в максимуме u_0 и характерная полуширина x могут быть получены из условия равенства слагаемых уравнения (6), описывающих диффузию по оси частот и поглощение; с использованием закона сохранения (9)

$$\frac{a(1-\varepsilon)}{2\pi} \frac{u_0}{x^3} \sim \omega u_0 x \approx 1. \quad (14)$$

Из этих приближенных соотношений получаем важные соотношения подобия:

$$x \sim (a/\omega)^{1/4}, \quad u_0 \sim a^{-1/4} \omega^{-3/4}, \quad (15)$$

которые описывают ширину спектра и интенсивность в максимуме в статическом пределе $\omega \gg \omega_0$.

4. *Средняя вероятность потери кванта в полете.* Найдем число рассеяний, которые испытывают кванты в расширяющейся среде при $a\tau \gg 1$ в присутствии поглощения в полете и при рассеянии. В соответствии с общепринятым определением число рассеяний равно отношению числа актов излучения к числу актов рождения квантов [6]. Предполагая, что $\varepsilon \ll 1$, выражение для числа рассеяний N_s можно записать в виде

$$N_s = \int_{-\infty}^{\infty} k \cdot I \cdot d\nu \left/ \int_{-\infty}^{\infty} j^0 \cdot d\nu \right. = \bar{J} / S^0, \quad (16)$$

где \bar{J} — средняя по профилю интенсивность. Выражая I , через u из (5) и пренебрегая различием между I_0 и \bar{J} , получаем после подстановки \bar{J} в (16):

$$N_s = (\varepsilon + 1/u_0)^{-1}. \quad (17)$$

Структура этого выражения показывает, что величина $1/u_0$, которую обозначим ζ , имеет смысл средней вероятности потери кванта в полете. Она учитывает совместный эффект локального выхода квантов из среды вследствие градиента скорости, а также поглощения квантов в непрерывном спектре.

В общем случае для нахождения ζ необходимо знать интенсивность в центре линии u_0 , что в свою очередь требует решения уравнения переноса

(6). Можно, однако, попробовать найти приемлемое аппроксимационное выражение для ζ , используя асимптотическое поведение u_0 при $\omega \ll \omega_c$ и $\omega \gg \omega_c$. В частности, мы уже видели, что $u_0 = \tau$ при $\omega = 0$ (10) и $u \sim \alpha^{-1/4} \omega^{-3/4}$ при $\omega \gg \omega_c$ (15). Учитывая это, имеем следующие асимптотические выражения для ζ :

$$\begin{aligned} \zeta \rightarrow \zeta_0 &= \tau^{-1}, & \omega/\omega_c \rightarrow 0, \\ \zeta \rightarrow \zeta_a &= C\alpha^{1/4}\omega^{3/4}, & \omega/\omega_c \rightarrow \infty, \end{aligned} \quad (18)$$

где C — постоянная, которая может быть найдена из численного решения уравнения (6). На рис. 2 приведен пример зависимости $\zeta(\omega)$ при $\alpha = 5 \cdot 10^{-4}$ и $\tau = 10^0$, найденной путем численного решения (6). Как и следовало ожидать, зависимость $\zeta(\omega)$ полностью удовлетворяет асимптотическим соотношениям (18). Численное значение постоянной $C = 1.87$ и, следовательно, в пределе $\omega \gg \omega_c$

$$\zeta = \zeta_a = 1.87 \alpha^{1/4} \omega^{3/4}. \quad (19)$$

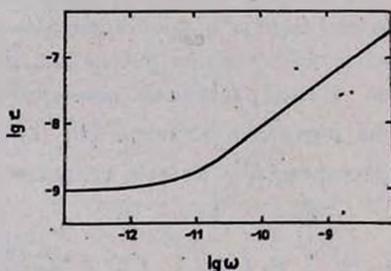


Рис. 2. Средняя вероятность потери кванта в полете ζ как функция ω при $\tau = 10^0$ и $\alpha = 5 \cdot 10^{-4}$.

Зависимость ζ от параметров τ , α и ω с приемлемой точностью (лучше 10%) в области $\omega \sim \omega_c$ удается описать простым аппроксимационным выражением

$$\zeta = (\zeta_0^2 + \zeta_a^2)^{1/2}, \quad (20)$$

где $\zeta_0 = \tau^{-1}$, а ζ_a определяется формулой (19). Очевидно, зная ζ и вероятность гибели при рассеянии ϵ , можно найти число рассеяний по формуле (17).

Средняя вероятность потери кванта в полете ζ , введенная выше, аналогична в определенном смысле функции вероятности потери квантов P , которая рассматривалась ранее в работе [7]. Обе величины описывают

уход из рассеяния квантов, рожденных в линии, в результате совместного эффекта локального выхода из среды вследствие расширения и поглощения в континууме. Однако при $a\tau \gg 1$ между этими величинами есть глубокое различие, поскольку P введена в приближении полного перераспределения по частотам, тогда как ζ включает эффекты частичного перераспределения по частотам в лоренцевских крыльях. В силу этих условий величина ζ будет локальной, с радиусом локальной окрестности $\Lambda_1 = \tau$, тогда как P является локальной величиной с радиусом локальной окрестности $\Lambda_2 = a\tau^2$ (см. [2]). Кроме того, ζ и P должны отличаться численно по той причине, что время пребывания в локальной окрестности с радиусом Λ_1 и Λ_2 различно, откуда следует неизбежно различие в величине непрерывного поглощения.

Средняя вероятность потери кванта в полете ζ удобна в приложениях, поскольку через нее выражается скорость нескомпенсированных радиативных переходов $A_{21}p_2\zeta_{12}$, которая входит, например, в уравнение стационарности для второго уровня. В пределе слабого поглощения $\omega \ll \omega_c$ величина ζ практически совпадает с вероятностью выхода квантов из среды $\beta = \tau^{-1}$, которая введена Соболевым [1]. Разумеется, мы должны помнить об условности понятия «выход из среды», поскольку даже при $\omega \ll \omega_c$ выход из локальной окрестности радиуса Λ_1 еще не гарантирует выхода из локальной окрестности радиуса Λ_2 , а также из среды вообще.

Астрономический совет
АН СССР

THE SCATTERING OF L_α QUANTA IN INFINITE EXPANDING MEDIUM WITH CONTINUUM ABSORPTION

N. N. CHUGAI

The spectrum of L_α radiation in the expanding infinite uniform medium in the case of very large optical depth ($a\tau \gg 1$) is calculated. The absorption of quanta in flight and in scatterings is taken into account. Partial frequency redistribution in the Lorentz wings was treated in diffuse approximation. Asymptotic and approximate expressions for the loss probability of quanta in the flight are obtained. The loss probability takes into account both the local escape due to expansion and the loss due to continuous absorption.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд. ЛГУ, Л., 1947.
2. Н. Н. Чугай, Письма в Астрон. ж., 6, 166, 1980.
3. J. R. Harrington, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 162, 43, 1973.
4. М. М. Баско, Ж. эксперим. и теор. физ., 75, 1278, 1978.
5. D. G. Hummer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 145, 95, 1969.
6. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969, стр. 318.
7. D. G. Hummer, G. B. Rybicki, Astrophys. J., 293, 258, 1985.

УДК: 524.387—735

ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ. ЭФФЕКТЫ ОТРАЖЕНИЯ

Л. Г. ТИТАРЧУК

Поступила 12 августа 1986

Принята к печати 3 ноября 1986

Рассматривается отражение рентгеновского излучения компактного источника от атмосферы нормальной звезды. Выводится уравнение, описывающее комптоновское рассеяние на электронах. Получены аналитические формулы для дифференциального, интегрального и сферического альbedo, а также для спектра отраженного излучения. Исследуется влияние короны нормальной звезды на спектр отраженного излучения.

1. *Введение.* Вопросы переработки и отражения излучения рентгеновского источника атмосферой и короной нормального компонента рассматривались в ряде работ [1—5]. Авторами [4] было показано, что в двойной системе до 30% излучения рентгеновского источника, падающего на поверхность нормального компонента, отражается ею. Численно исследован перенос рентгеновского излучения в плоской полубесконечной атмосфере, облучаемой извне потоком жестких рентгеновских квантов. Найдены значения альbedo, спектральные и другие особенности отраженного сигнала. В частности подчеркивалось, что от системы Her X-1 = HZ Her должно наблюдаться отраженное атмосферой HZ Her рентгеновское излучение (в диапазоне 10÷30 кэВ) на уровне (5÷10)% от максимального значения. В том случае, когда луч пульсара не попадает на Землю, может приниматься лишь отраженное излучение. Продолжительное низкое состояние, обнаруженное на «ЭКЗОСАТ»е [6], возможно связано с отраженным сигналом.

В настоящей работе задача отражения рассматривается аналитически. Выписывается уравнение диффузионного типа с частотным оператором для случая нулевой электронной температуры. Дисперсионным членом в частотном операторе можно пренебречь, если рассматривать отражение непрерывного спектра рентгеновского источника. Учет дисперсионного члена важен при рассмотрении тонких эффектов образования спектральных линий [7] и вряд ли существенен в случае непрерывного спектра.

Получены аналитические формулы для дифференциального плоского и сферического альbedo, а также для спектра отраженного сигнала. Исследовано влияние короны нормального компонента на спектр отраженного излучения.

2. Основное уравнение. Рассмотрим кинетическое уравнение:

$$\mu \frac{dl_\nu}{d\tau} = -I_\nu(\nu) \int P(\nu \rightarrow \nu') d\nu' + \int I_\nu(\nu') \frac{\nu}{\nu'} P(\nu' \rightarrow \nu) d\nu', \quad (1)$$

описывающее изменение спектра фотонов при рассеянии на максвелловских электронах. Здесь, как обычно, I_ν — интенсивность рассеянного излучения, частоты ν , μ — косинус угла между направлением распространения излучения и нормалью к слою, τ — оптическая координата ($d\tau = \sigma_T N_e dl$).

Ядро кинетического уравнения было получено в работах [8, 9]

$$P(\nu' \rightarrow \nu) = 2\pi \int_{-1}^1 K(\nu' \rightarrow \nu, \mu) d\mu, \quad (2)$$

$$K(\nu' \rightarrow \nu, \mu) = \frac{3}{16\pi} \left(\frac{m_e c^2}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \frac{\nu(1+\mu^2)}{\nu' g} \times \\ \times \exp \left\{ - \frac{m_e c^2 \left(\nu' - \nu - \frac{hg^2}{2m_e c^2} \right)^2}{2k T_e g^2} \right\}, \quad (3)$$

где μ — косинус угла рассеяния, $g^2 = \nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu'$.

Для того, чтобы получить из (1) уравнение Фоккера—Планка, следует усреднить I_ν по телесному углу и затем разложить усредненную интенсивность $J(\nu')$ в окрестности частоты ν до второго порядка включительно

$$J(\nu') = J(\nu) + \nu \frac{\partial J}{\partial \nu} \frac{\Delta \nu}{\nu} + \nu^2 \frac{\partial^2 J}{\partial \nu^2} \frac{(\Delta \nu)^2}{2\nu^2}. \quad (4)$$

Найдя моменты ядра $P(\nu' \rightarrow \nu)$, используя при этом приближенное выражение для

$$g^2 \cong 2(\nu + \Delta \nu)(1 - \mu)\nu, \quad (5)$$

получим уравнение Компанейца [10].

Надо отметить, что при таком разложении в соответствующем уравнении будут получены члены, не содержащиеся в уравнении Компанейца.

Уравнение Компанейца получается, если предположить, что $\frac{h\nu}{m_e c^2} \ll \ll \frac{kT_e}{m_e c^2} \ll 1$. В противоположном пределе малых температур ($T_e \rightarrow 0$) предельное уравнение отличается от хорошо известного уравнения Фоккера—Планка для холодных электронов [7, 11, 12]

$$\frac{7}{10} \frac{h\nu^2}{m_e c^2} \frac{\partial^2 J}{\partial \nu^2} + \frac{h\nu^2}{m_e c^2} \frac{\partial J}{\partial \nu} + \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} - \frac{21}{5} \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 \right) J + \frac{1}{3} \frac{\partial^3 J}{\partial \nu^3} = 0. \quad (6)$$

Отличие легко объясняется приближением (5) для g^2 .

Обобщение уравнения Компанейца и уравнения (6) можно получить более точным интегрированием (3). В приложении приведено аналитическое выражение для ядра $P(\nu_0 \rightarrow \nu)$ (П1). Используя это выражение при $T_e = 0$ (см. также (7)) при разложении уравнения (1), получим уравнение (6).

В общем случае зависимость P от частот ν , ν_0 имеет сложный вид. Однако для ряда предельных случаев формула сильно упрощается. В частности для $kT_e = 0$

$$P(\nu_0 \rightarrow \nu) = \frac{3}{8} \frac{h}{m_e c^2} \frac{1}{z_0^2} \left(1 + \frac{(z - z_1)^2}{(zz_0)^2} \right)^2, \quad (7)$$

для $z_* \leq z \leq z_0$.

Здесь

$$z = \frac{h\nu}{m_e c^2}, \quad z_* = \sqrt{1 + 4z_0} - (z_0 + 1) \approx z_0 - 2z_0^2, \quad z_1 = z_0 \left(1 - \frac{z_0^2 + z^2}{2z_0} \right).$$

Формула позволяет получить профиль линии при однократном рассеянии. Комптоновское изменение энергии фотона при рассеянии, зависящее от угла рассеяния, с учетом вероятности рассеяния на угол θ , равное $P(\theta) d \cos \theta = \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta) d \cos \theta$, собственно и определяет профиль линии (7) (см. [10, 13]).

На рис. 1 приведены спектры рентгеновской линии железа после одного рассеяния для различных электронных температур, вычисленные по формуле (П1). Аналогичные спектры приведены в [10] и получены методом Монте-Карло.

3. Эффекты отражения в тесной двойной системе. Постановка задачи. Рассматривается поглощение и рассеяние жесткого рентгеновского излучения $h\nu \gg 2 \text{ кэВ}$, падающего на поверхность нормального компонента. Пред-

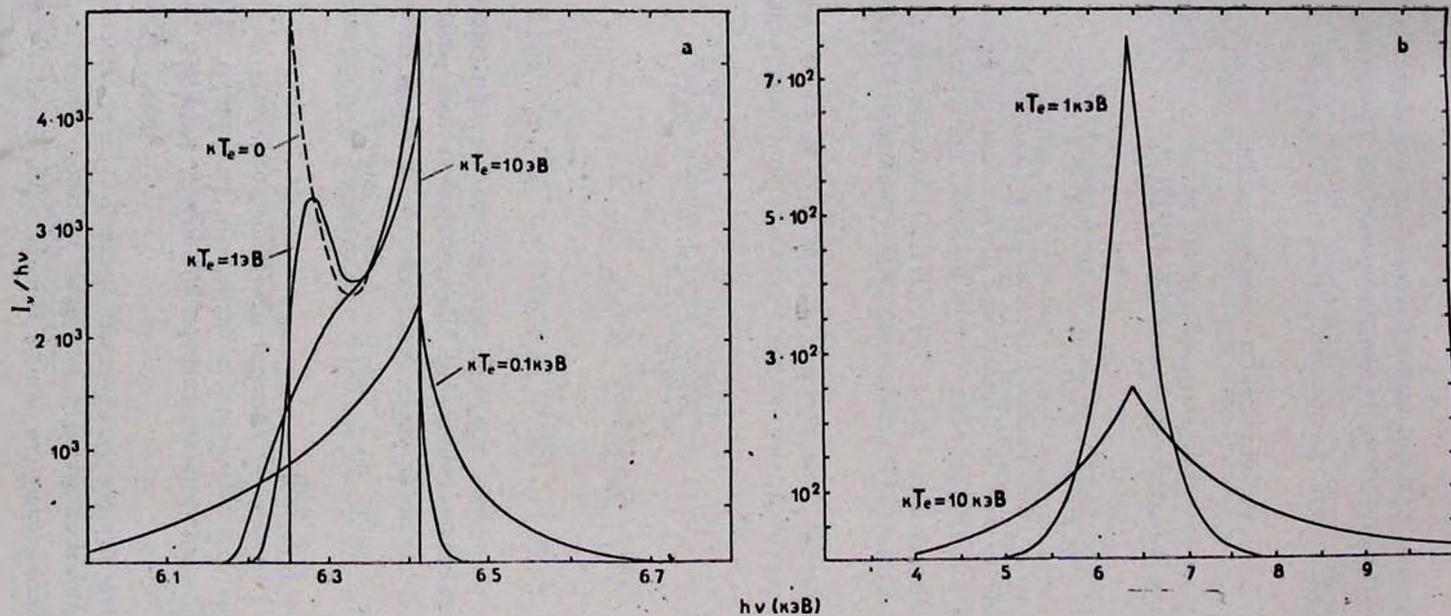


Рис. 1. Профиль рентгеновской линии железа $h\nu_0 = 6,4$ кэВ после одного рассеяния на максвелловских электронах с заданной температурой.

полагается, что все эти процессы происходят во внешних фотосферных слоях, где $T_e \leq 2 \cdot 10^4$ К. Кроме того, предполагается, что атмосфера звезды плоская, т. е. высота однородной атмосферы $H = \frac{kT_e R}{m_p G M} \ll R$ (R — радиус звезды).

Пренебрегая ионизацией тяжелых элементов, считаем, что рассеяние рентгеновских фотонов происходит на покоящихся электронах, сечение рассеяния томсоновское, индикатриса рассеяния изотропная, коэффициент ионизации [14]

$$\sigma_{ph} \cong \left(\frac{\nu_*}{\nu} \right)^3, \quad (9)$$

где $\nu_* = 7.81$ кэВ.

Блуждание фотонов в полупространстве с учетом фотопоглощения может быть описано с помощью диффузионного уравнения, где в качестве частотного оператора рассматривается недисперсионное (без второй производной) приближение уравнения (6).

Уравнение с соответствующими граничными условиями имеет вид

$$\frac{1}{3} \frac{\partial^2 n}{\partial \tau^2} + \frac{1}{z^2} \frac{\partial z^4 n}{\partial z} - (1 - \delta_*) n = -f(\tau, z)/z^3, \quad \tau > 0$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial \tau} - \frac{3}{2} n \right) \Big|_{\tau=0} = 0, \quad (10)$$

где $(1 - \delta_*) = \left(\frac{z_*}{z} \right)^3 \frac{1}{1 + (z_*/z)^3}$ — вероятность гибели фотонов при фотоионизации.

Решение этого уравнения представляется интегралом типа свертки

$$F_\nu(\tau, z) = z^3 n = \frac{1}{z} \int_z^\infty e^{-\frac{z_*^3}{4} \left(\frac{1}{z^4} - \frac{1}{z_0^4} \right)} f(\tau, z_0) \times$$

$$\times P \left(\tau, \frac{1}{z} - \frac{1}{z_0} \right) \frac{dz_0}{z_0}. \quad (11)$$

В задаче отражения распределение первичных источников по глубине экспоненциальное,

$$f(\tau, z) = \frac{1}{4} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} = f(z) \varphi(\tau), \quad (12)$$

μ_0 — косинус угла падения первичных рентгеновских лучей, отсчитываемого от нормали к поверхности звезды (поток рентгеновского излучения, падающего по нормали, равен $\pi \exp(-h\nu/kT_x)$). $P(u, \tau)$ — функция выхода фотона из среды находится как решение временной диффузионной задачи:

$$\frac{\partial P}{\partial u} = \frac{1}{3} \frac{\partial^2 P}{\partial \tau^2}, \quad \left(\frac{\partial P}{\partial \tau} - \frac{3}{2} P \right) \Big|_{\tau=0} = 0, \quad (13)$$

$$P(0, \tau) = \frac{1}{4} e^{-\tau/\mu_0}.$$

Решение соответствующей временной задачи записывается в виде

$$P(\tau, u) = \frac{\sqrt{3}}{8 \sqrt{\pi u}} \int_0^\infty e^{-\xi/\mu_0} \left[\exp\left(-\frac{3(\tau-\xi)^2}{4u}\right) + \exp\left(-\frac{3(\tau+\xi)^2}{4u}\right) - \frac{3}{2} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{3(\tau+\xi+\eta)^2}{4} - \frac{3}{2}\eta\right) d\eta \right] d\xi. \quad (14)$$

Для монохроматической линии $f(z) = \delta(z - z_0)$ спектр отраженных фотонов описывается формулой

$$F_{\nu_0}^*(z, 0) = \frac{2}{zz_0} e^{-\frac{z^3}{z_0^3}} \left(\frac{1}{z^4} - \frac{1}{z_0^4} \right) P\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{z_0}, 0\right) \text{ для } z \leq z_0. \quad (15)$$

Для того, чтобы получить дифференциальное альbedo, следует $F_{\nu_0}^*(z, 0)$ проинтегрировать по z

$$A(\lambda_0) = \frac{\lambda_0}{\mu_0} \int_0^\infty \frac{2P(0, u)}{\lambda_0 + t} \exp(-z_0^3 \lambda_0^3 u) du, \quad (16)$$

где $\lambda_0 = z_0^{-1} = m_e c^2 / h\nu_0$.

Заметим, что аргумент экспоненты в подынтегральном выражении (16) представлен первым членом разложения по степеням $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ в окрестности λ_0 .

Проинтегрируем выражение (16) и, пользуясь малостью параметра ($z_0 = \lambda_0^{-1}$), разложим подынтегральное выражение в окрестности точки λ_0 по степеням λ_0^{-1} ,

$$A(\lambda_0) = 1 - \sqrt{\frac{3\pi}{4\nu_0} \left(\frac{2}{3} + \nu_0 \right)} \left(e^{z_0^{3/4}} \operatorname{erfc}(z_0^{3/2}) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} z_0^{3/2} \right) \cong \\ \cong 1 - \sqrt{\frac{\pi}{3\nu_0}} \varphi(\nu_0, \delta_0) \left(e^{z_0^{3/4}} \operatorname{erfc}(z_0^{3/2}) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} z_0^{3/2} \right), \quad (17)$$

где $\varphi(\nu_0, \delta_0)$ — функция Амбарцумяна (см., например, [15]), $b = 1 - \delta_0$.

В том случае, когда роль фотоионизации мала, $h\nu_0 \gg (m_e c^2 (h\nu_*)^2)^{1/4}$, потери энергии обусловлены эффектом отдачи,

$$A_r(\lambda_0) = 1 - \sqrt{\frac{3\pi}{4} \frac{h\nu_0}{m_e c^2} \left(\frac{3}{2} + \mu \right)} = 1 - \sqrt{\frac{\pi}{3} \frac{h\nu_0}{m_e c^2}} \varphi(\mu, 1). \quad (18)$$

Здесь $\varphi(\mu, 1)$ — функция Амбарцумяна для консервативного рассеяния. В пренебрежении эффектом отдачи получаем классическую формулу для плоского альbedo при наличии процессов гибели фотонов [15],

$$A_r^{ph}(\lambda_0) = 1 - \frac{2}{\sqrt{3}} \varphi(\mu, \delta_0) \sqrt{1 - \delta_0} = \\ = 1 - \frac{2}{\sqrt{3}} \varphi(\mu, \delta_0) \frac{(z_0/z)^{3/2}}{\sqrt{1 + (z_0/z)^2}}. \quad (19)$$

Результаты вычислений по формулам (17)–(19) приведены в табл. 1 для трех значений энергии фотона $h\nu_0 = 15, 30, 60$ кэВ. В вычислениях было использовано точное значение для $(1 - \delta)$ согласно (10).

Таблица 1
ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА АТМОСФЕРЫ НОРМАЛЬНОЙ ЗВЕЗДЫ

Монохроматическая линия $h\nu$ (кэВ)	Плоское альbedo $\sigma_{ph}=0$			То же самое с учетом фотоионизации			Сферическое альbedo
	$\mu_0=1$	$\mu_0=0.5$	$\mu_0=0$	$\mu_0=1$	$\mu_0=0.5$	$\mu_0=0$	
15	0.56	0.68	0.82	0.23	0.36	0.55	
30	0.38	0.56	0.75	0.34	0.5	0.7	
60	0.13	0.39	0.65	0.10	0.35	0.64	
Непрерывный спектр 30				0.33	0.45	0.52	0.38

Теперь уже нетрудно получить плоское альbedo в зависимости от вида падающего спектра. Так для тормозного спектра $F_x = \exp(-h\nu/kT_x)$ имеем

$$A_{pl}(\mu_0, kT_x) = 1 - \frac{m_e c^2}{kT_x} \int_0^{\infty} \exp\left(-z_0 \frac{m_e c^2}{kT_x}\right) (1 - A(\lambda_0)) dz_0. \quad (20)$$

Значения плоского альбеда для различных значений μ_0 приведены в табл. 1. Там же приводится значение сферического альбеда для $kT_x = 30$ кэВ, равное 0.38.

Обратимся теперь к форме спектра отраженного сигнала. В общем случае форма отраженного спектра определяется интегралом (11) при $\tau = 0$.

$$F_s(\lambda) = \lambda \int_0^{\lambda} \frac{e^{-bu}}{\lambda - u} f\left(\frac{1}{\lambda - u}\right) P(u) du, \text{ где } b = 1 - \delta_s. \quad (21)$$

Ввиду того, что распределение фотонов по времени выхода из среды $P(u)$ неограниченно при малых u и $f\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ слабо меняется с частотой, интеграл (21) легко оценивается приближенной формулой

$$F_s(\lambda) \cong f(1/\lambda) \left[\int_0^{\infty} e^{-bu} P(u) du - \int_{\lambda}^{\infty} e^{-bu} P(u) du \right]. \quad (22)$$

Первый интеграл с учетом выражения (14) имеет точное значение $\mu_0 \left[\left(1 + \frac{2}{3} \sqrt{3b}\right) (1 + \mu_0 \sqrt{3b}) \right]^{-1}$, второй определяется асимптотикой $P(u)$ при $u \gg 1$. Пользуясь малостью параметра b , запишем F_s в виде

$$F_s(z) = \mu_0 f(z) \left[1 - \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{b} + 2 \sqrt{\frac{z}{3\pi}} e^{-b/z} \right) \varphi(\mu_0, \delta_s) \right]. \quad (23)$$

На малых энергиях ($h\nu \leq 10$ кэВ), ввиду значительного поглощения, форма спектра определяется зависимостью вероятности гибели фотона от энергии (отражаются в основном однократно рассеянные фотоны),

$$F_s^{(1)}(z) = \frac{\mu_0}{4(1 + (z_*/z)^2)} \frac{1}{\mu + \mu_0} f_s(z). \quad (24)$$

Средняя интенсивность при этом определяется следующим выражением:

$$F_s = \frac{\mu_0}{4(1 + (z_*/z)^2)} \ln \frac{1 + \mu_0}{\mu_0} f_s(z). \quad (25)$$

В случае, когда изотропные источники сосредоточены на верхней кромке атмосферы, что соответствует падению первичных рентгеновских лучей по касательной к поверхности звезды ($\mu_0 = 0$), легко написать точное выражение для спектра отраженного сигнала для монохроматической линии (15).

С учетом нормировки $\int P(u) du = 2/\mu_0$, нормированная функция выхода имеет вид

$$P_N(u) = \sqrt{3} (1 - \exp(-4/3u))/4 \sqrt{\pi u},$$

и спектр отраженного F_v сигнала записывается формулой

$$F_v = \frac{\sqrt{3}}{4 \sqrt{\pi}} \frac{\lambda \exp\left[-\frac{z^3}{4}(\lambda^4 - \lambda_0^4)\right]}{\sqrt{\lambda - \lambda_0}} \left[1 - \exp\left(-\frac{4}{3(\lambda - \lambda_0)}\right)\right]. \quad (15')$$

Результаты вычислений для $h\nu_0 = 20$ кэВ представлены на рис. 2б.

На рис. 2 представлены спектры отраженного рентгеновского излучения для различных углов падения первичного излучения $\theta_0 = \arccos \mu_0$.

Первичный поток задается спектральной зависимостью $\pi F_v = \pi \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_x}\right)$ с $kT_x = 30$ кэВ. Обращает на себя внимание характерный максимум при $h\nu \sim 15 + 20$ кэВ. Следует отметить, что этот максимум может пропадать из-за эффекта отражения высокотемпературным слоем (короной) [4] (см. также раздел 5).

Спектры, по форме подобные (23), могут возникать при пропускании первичных рентгеновских лучей через холодный край диска или через магнитосферу компактного источника [16]. Однако имеется отличие спектров на пропускание от спектров отражения (23). При сравнительно небольшой оптической толщине слоя $\tau_0 \sim 1$ мягкая часть спектра для $h\nu < 10$ кэВ также определяется рассеянием в короне диска или в короне нормальной звезды, однако высокочастотная часть полностью повторяет первичный спектр источника, никакой деградации спектра из-за комптон-эффекта не наблюдается. При увеличении оптической толщины $\tau_0 (> 10)$ пропущенный спектр имеет более резкий завал, чем спектр (23). Крутизна спектра зависит от τ_0 :

$$\text{при } h\nu \gg 4m_e c^2 / \tau_0^2 \quad F_v / f_v \approx \left(\frac{m_e c^2}{h\nu}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{3}{4} \tau_0^2 \frac{h\nu}{m_e c^2}\right).$$

4. Профили K_{α} -линий. Формированию K_{α} -линий в тесных двойных рентгеновских источниках посвящено достаточно большое число работ, из которых надо выделить работу Баско [17].

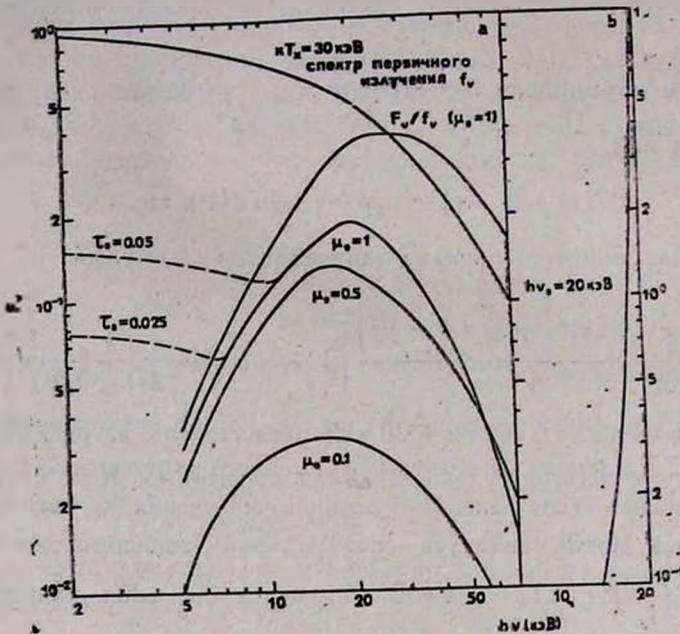


Рис. 2. а) Спектр рентгеновского излучения отраженного от атмосферы нормальной звезды. Первичный поток со спектральной зависимостью вида $\exp(-h\nu/kT_x)$ с $kT_x = 30$ кэВ падает под различными углами к поверхности ($\theta_0 = \arccos \mu_0$). Штриховые линии соответствуют сигналу, отраженному ст внешнего высокотемпературного рассеивающего слоя (короны) с различной оптической толщиной по томсоновскому рассеянию. Вклад короны увеличен в 4 раза с учетом дилуции падающего потока на атмосферу нормального компонента. б). Спектр отраженного потока в случае нормального падения на плоскую атмосферу монохроматической линии $h\nu_0 = 20$ кэВ.

В связи с повышением чувствительности рентгеновской аппаратуры может появиться возможность получать не только эквивалентные ширины линий, но и их профили. Точное измерение профиля K_{α} -линии позволит получить независимую информацию о температуре и плотности той среды, в которой образуется линия. Применительно к двойным системам основными объектами, в которых образуется K_{α} -линия, являются фотосферы диска и нормальной звезды, в которых присутствуют ионы железа с заполненной L-оболочкой. Для системы Her X-1 соответствующие эквивалентные ширины линий порядка 30 эВ; несколько большие значения $W \sim 40$ эВ могут быть получены, если рассмотреть возможность образования K_{α} -линий в истекающей короне с температурой $T \sim 10^8$ К [17].

Экспериментальные данные, полученные на японском спутнике «Тенма» [18], показывают, что эквивалентные ширины линий 6.41 ± 0.05 кэВ составляют 130 ± 20 эВ, что превышает теоретические оценки. Существенное различие экспериментальных и теоретических результатов позволяет прийти к выводу о том, что область образования K_{α} -фотонов находится гораздо ближе к рентгеновскому источнику, чем область, где образуется непрерывный спектр (диск, нормальная звезда). Эквивалентная ширина K_{α} -линии пропорциональна отношению телесных углов, под которыми из рентгеновского источника видны области образования K_{α} -линий и непрерывного спектра.

Профили однократно рассеянных K_{α} -фотонов в зависимости от kT_e описываются формулой (П1) и представлены на рис. 1. Ширина профилей меняется от 160 эВ при $kT_e = 1$ эВ до 600 эВ при $kT_e = 100$ эВ. Реальные значения интенсивности в K_{α} -линии в зависимости от формы спектра рентгеновского источника $L(\varepsilon)$ можно получить, если воспользоваться результатами расчета альбеда в K_{α} -линии, представленными в работе [17].

Таким образом, если внешний поток рентгеновского излучения, падающий на атмосферу под углом $\theta_0 = \arccos \mu_0$ к нормали, равен $L(\varepsilon)$, то поток излучения в K_{α} -линии $J(0, \mu_0, \varepsilon)$, который создается $L(\varepsilon)$, определяется выражением

$$J(0, \mu_0, \varepsilon)/\varepsilon = f_0(\varepsilon) \int_{\varepsilon/\mu_0}^{\infty} L(\varepsilon') \alpha_0(\varepsilon', \mu_0) d\varepsilon' + f_1(\varepsilon) \int_{\varepsilon/\mu_0}^{\infty} L(\varepsilon') \alpha_1(\varepsilon', \mu_0) d\varepsilon'.$$

Здесь α_0 , α_1 и $f_0(\varepsilon)$ и $f_1(\varepsilon)$ — соответственно доли и профили линии K_{α} -фотонов, непосредственно вышедших из источника и однократно рассеянных.

5. *Рассеяние рентгеновского излучения компактного источника в короне нормальной звезды.* Взаимодействие рентгеновского излучения с атмосферой нормального компонента индуцирует звездный ветер, то есть приводит к эффективному испарению и оттоку вещества с ее поверхности. Оттекающий газ, находящийся в поле жесткого излучения, разогревается до высоких температур. Высокая степень ионизации элементов приводит к уменьшению роли процессов фотопоглощения по сравнению с томсоновским рассеянием. Оптическая толща по томсоновскому рассеянию может быть заметной, $\tau_0 \sim 0.1$. Численные расчеты [3] показали, что в конкретном случае системы Her X-1 она составляет 0.05. Кислород, углерод, гелий и водород в этом слое полностью ионизованы, оптическая толщина высоко-

температурной зоны по фотопоглощению оказывается малой для всех квантов $h\nu \geq 2 \text{ кэВ}$. Обусловленный этим слоем дополнительный вклад в отражение рентгеновского излучения приводит к значительному увеличению отраженного потока в диапазоне $h\nu \sim 2 \div 20 \text{ кэВ}$.

В двойной системе рентгеновское излучение падает на нормальную звезду с одной стороны (см. рис. 3). Пусть нормальную звезду заполняет определенный телесный угол на небосводе рентгеновского источника. Рассмотрим, как меняется поток рентгеновского излучения в зависимости от фазы наблюдения.

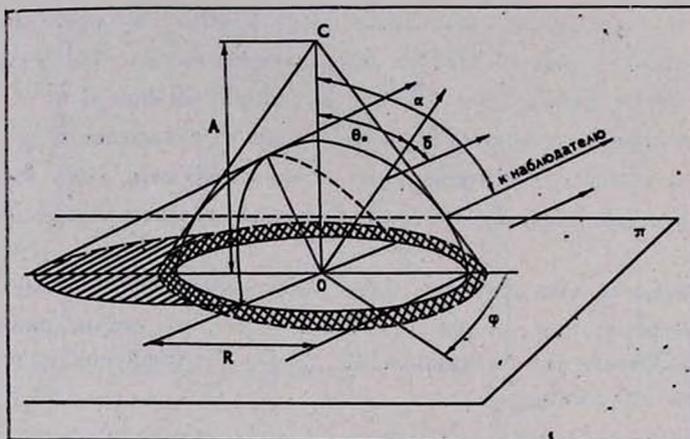


Рис. 3. Геометрия двойной системы.

Для упрощения оценок будем предполагать, что корона заполняет часть полупространства, ограниченного снизу плоскостью, проходящей через экватор нормальной звезды, и поверхностью самой звезды, обращенной к рентгеновскому источнику. Распределение рассеивающих электронов подчиняется закону $1/r^2$, который приблизительно соответствует закону сохранения вещества при радиальном истечении.

Поле рассеянного излучения можно рассматривать в оптически тонком приближении. Интенсивность излучения является суммой вклада однократно рассеянных фотонов на пути луча зрения.

Светимость рентгеновского источника будем полагать равной 4π . Можно получить аналитические оценки рентгеновского потока для двух значений угла $\alpha = 0, \pi$ (см. рис. 3). В самом деле, при $\alpha = 0$ поток однократно рассеянных фотонов, проектирующихся на полусферу звезды радиуса R , описывается интегралом

$$E_{sph}(0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R I(\varphi) \rho d\rho = \frac{\tau_0}{8} \int_0^1 \frac{1}{x} \ln \frac{1 + 4x^2 - 4x\sqrt{1-x^2}}{(1-2x)^2} dx,$$

где

$$I(\varphi) = \frac{R\tau_0}{4\pi} \int_R^{\infty} \frac{dr'}{r' \sqrt{r'^2 - \rho^2} (r'^2 + 4R^2 - 4R\sqrt{r'^2 - \rho^2})}.$$

В результате численного интегрирования получим значение

$$E_{sph}(0) = \frac{3.2}{8} \tau_0.$$

Поток лучей, проектирующихся на плоскость вне полусферы звезды

$$E_{pl}(0), \text{ описывается интегралом такого же типа и равен } \frac{3.4}{8} \tau_0.$$

В результате получаем полный поток при $\alpha = 0$

$$E(0) = E_{sph}(0) + E_{pl}(0) = \frac{3.3}{4} \tau_0.$$

Очевидно, что при $\alpha = \pi$ $E(\pi) = E_{pl}(0)$.

Таким образом, при затмении рентгеновского источника нормальной звездой поток ослабляется почти в два раза: $E(\pi)/E(0) = \frac{3.4}{6.6} \sim \frac{1}{2}$.

Еще большее ослабление при затмении может быть получено, если предположить, что корона заполняет не все полупространство, а только ту часть, которая заполняется плазмой при радиальном истечении вещества в соответствии с конкретной геометрией облучения нормальной звезды рентгеновским источником.

По данным группы «ЭКЗОСАТ» [6] для источника Her X-1 соответствующее ослабление потока излучения в диапазоне 2—10 кэВ от фазы 0 к фазе π составляет около 1/3.

Надо подчеркнуть, что рассеяние в короне не меняет спектр рентгеновского излучения нейтронной звезды. Но поток рассеянных в короне фотонов мягких энергий зависит от оптической толщины τ_0 линейно. При малых значениях τ_0 вклад рассеянных фотонов в наблюдаемый спектр невелик и в нем должен присутствовать характерный максимум на 15÷20 кэВ, что и соответствует экспериментальным данным. При увеличении τ_0 поток рассеянных фотонов возрастает, и максимум может исчезать. Это, по-видимому, и наблюдается [6, 18].

Автор выражает благодарность Е. К. Шефферу за постоянное внимание и поддержку в работе, М. Б. Аверинцеву, Ю. Э. Любарскому, Р. А. Сюняеву за полезные обсуждения и критические замечания.

Институт космических исследований
АН СССР

Приложение

Ядро кинетического уравнения (2) может быть проинтегрировано по угловой переменной μ .

$$\begin{aligned}
 P(\nu_0 \rightarrow \nu) &= \frac{3}{16} \frac{h}{m_e c^2} \frac{1}{z_0^2} \exp((z_0 - z)/2a) \times \\
 &\times \left[(A_1 + A_2 + A_3) \{f_2(z, z_0) - f_1(z, z_0)\} + \right. \\
 &\quad \left. + A_2 \frac{|z_0 - z|}{2a} |f_1(z, z_0) + f_2(z, z_0)| - \right. \\
 &\quad \left. - (A_4 + A_5) \exp(-\varphi(z, z_0)) (z + z_0) \sqrt{\frac{2}{\pi a}} \right], \quad (\text{П1})
 \end{aligned}$$

где

$$A_1 = 1 + 0.25 \left(\frac{z^2 + z_0^2}{zz_0} \right)^2, \quad A_2 = \frac{2a}{(zz_0)^2} (6a - (z^2 + z_0^2)),$$

$$A_3 = \left(\frac{z - z_0}{zz_0} \right)^2, \quad A_4 = \left(\frac{z + z_0}{zz_0} \right)^2 a,$$

$$f_1(z, z_0) = \exp(|z - z_0|/2a) \operatorname{erfc} \left(\left(\frac{z + z_0}{2} + \left| \frac{z - z_0}{z + z_0} \right| \right) \sqrt{\frac{1}{2a}} \right),$$

$$f_2(z, z_0) = \exp(-|z - z_0|/2a) \operatorname{erfc} \left(\left(\left| \frac{z - z_0}{z + z_0} - \frac{z + z_0}{2} \right| \right) \sqrt{\frac{1}{2a}} \right),$$

$$\varphi(z, z_0) = \frac{(z + z_0)^2}{8a} + \left(\frac{z - z_0}{z + z_0} \right)^2 \frac{1}{2a}, \quad a = \frac{kT_e}{m_e c^2}, \quad z = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

SPECTRAL FORMATION OF X-RAY RADIATION IN THE
CLOSE BINARY SYSTEMS. THE REFLECTION EFFECTS

L. G. TITARCHUK

This paper deals with the problem of reflection of the X-ray radiation of the compact source in the close binary system. The equation, describing Compton scattering is derived. The analytical formulas for differential and integral plane and spherical albedo are given. Several analytical expressions of the reflection spectrum are presented. The influence of the corona of the normal star upon the reflection spectrum is studied.

ЛИТЕРАТУРА

1. *N. J. Shakura, R. A. Sunyaev, Astron. and Astrophys., 24, 337, 1973.*
2. *J. N. Bachall, N. A. Bachall, Astrophys. J., 178, L1, 1972.*
3. *M. M. Basko, R. A. Sunyaev, Astrophys. and Space Sci., 23, 71, 1973.*
4. *M. M. Basko, R. A. Sunyaev, L. G. Titarchuk, Astron. and Astrophys., 31, 249, 1974.*
5. *M. Begelman, C. McKee, Astrophys. J., 271, 89, 1983.*
6. *A. Parmar, W. Pietsch, S. McKechnie, N. White, J. Trümper, W. Voges, P. Barr, Nature, 313, 119, 1985.*
7. *A. Illarionov, T. Kallman, R. McCray, R. Ross, Astrophys. J., 228, 279, 1979.*
8. *J. R. Babuel-Peyrissak, G. J. Rouvillois, J. Phys., 30, 301, 1969.*
9. *Я. Б. Зельдович, Е. В. Левич, Р. А. Сюняев, Ж. эксперим. и теор. физ., 62, 1392, 1972.*
10. *А. С. Компанеев, Ж. эксперим. и теор. физ., 31, 876, 1956.*
11. *R. R. Ross, R. Weaver, R. McCray, Astrophys. J., 219, 292, 1978.*
12. *Д. И. Назирнер, Астрофизика, 20, 149, 1984.*
13. *В. Ю. Тербиж, Астрофизика, 6, 663, 1970.*
14. *R. L. Brown, R. J. Gould, Phys. Rev., D1, 1252, 1970.*
15. *В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.*
16. *R. R. Ross, Astrophys. J., 233, 334, 1979.*
17. *M. M. Basko, Astrophys. J., 219, 705, 1978.*
18. *F. Nagase, Adv. Space Res., 5, 95, 1985.*

УДК: 524.3—782

СИЛЬНЫЕ АДИАБАТИЧЕСКИЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ
В ПРОИЗВОЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ.
АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Б. И. ГНАТЫК

Поступила 19 февраля 1986

Принята к печати 20 сентября 1986

Обсуждены точность и область применимости широко используемого в астрофизических приложениях приближенного аналитического подхода Лауэбаха и Пробстияна к расчету движения ударных волн в произвольно неоднородных средах. Отмечено неудовлетворительное описание ускоряющихся ударных волн в этом подходе и предложен ряд модификаций — улучшен расчет траектории ударной волны, рассчитано квадратичное приближение и оценена его точность. Предложен приближенный способ, дающий возможность найти в явном виде функции течения. Рассчитан точечный взрыв в гауссовом диске галактики и оценена степень коллимирования возникающего течения.

1. *Введение.* В целом ряде астрофизических явлений, связанных с выделением значительного количества энергии в относительно небольших объемах и за короткие в сравнении с гидродинамическим временем, в качестве определяющего момента является распространение по окружающей среде возникшей ударной волны (УВ). Наиболее известным примером являются остатки вспышек сверхновых звезд [1]. Адиабатическая стадия их эволюции в однородной среде описывается автомодельным решением Седова [2] задачи о точечном взрыве [1]. Однако в ряде случаев необходим учет как локального изменения плотности в районе вспышки, обусловленного неоднородностью и многофазностью межзвездной среды [3], так и глобального изменения плотности газового диска галактики [4].

Другим важным направлением исследований является ударно-волновое моделирование формирования двойных внегалактических радиоисточников, где неоднородность газового диска галактики [5—8] или аккреционного диска вокруг черной дыры [9] служит механизмом фокусировки течения вдоль выделенных направлений.

В обоих примерах учет неоднородности среды приводит, по крайней мере, к двумерным (в случае осевой симметрии) течениям, что делает невозможным использование автомодельных решений. Применение численных методов с достаточным пространственным разрешением является труд-

ной технической задачей, и убедительных примеров таких решений мало (см., например, [4]). Поэтому актуальной становится задача разработки эффективных приближенных методов расчета движения двумерных и трехмерных УВ в неоднородных средах.

Первые работы в этом направлении были посвящены расчету точечного осесимметричного взрыва в плоской стратифицированной атмосфере с экспоненциальным изменением плотности. С историей вопроса можно ознакомиться в [10, 11]. Из современных подходов отметим метод возмущений [12, 13], метод Компанейца [14], обобщенный в методе тонкого ударного слоя [15]. В последнее время наиболее часто применяется метод Лаумбаха и Пробстина (ЛП), использующий идею секторного приближения и разложение искомых функций в ряд Тейлора в окрестности фронта УВ [16]. Лаумбах и Пробстин ограничились линейным приближением и показали, что в случае однородной среды и в экспоненциальной атмосфере на стадии замедления УВ положение фронта УВ и течение за фронтом близки к аналитическому и численному решениям [16]. В [17, 25] проведено обобщение метода ЛП на случай произвольного распределения плотности, а в [18, 19] предложен способ расчета высших членов разложения и найдены квадратичные коэффициенты в терминах массовой лагранжевой переменной.

В нашей работе рассчитано квадратичное приближение в удобных для практического применения лагранжевых переменных: время t — начальная координата частицы a . Предложен более точный способ расчета траектории УВ, основанный на применении аппроксимационной формулы [20, 21]. Исследована точность линейного и квадратичного приближений при различных режимах течения путем сравнения с численными и автомодельными решениями. Предложен способ расчета параметров течения на основе специальной аппроксимации связи между эйлеровой и лагранжевой координатами, дающей возможность найти в явном виде и с достаточной точностью искомые функции течения. Приведен пример расчета точечного взрыва в диске галактики с гауссовским распределением плотности и оценена степень коллимирования возникающего течения.

2. *Основные уравнения.* В данной работе ограничимся адиабатическим течением невязкого совершенного газа при отсутствии сил гравитации. В рамках секторного приближения, когда движение вдоль каждого луча, исходящего из центра взрыва, считается радиальным, двумерные и трехмерные течения разбиваются на набор независимых одномерных течений вдоль всевозможных направлений. Для каждого направления будут справедливы уравнения одномерного течения [21]:

$$\rho_t + \frac{\rho^2}{r} \left(\frac{r}{a} \right)^N u_a + \frac{N_a \rho}{r} = 0, \quad (1)$$

$$u_t + \frac{1}{\rho} \left(\frac{r}{a} \right)^N P_a = 0, \quad (2)$$

$$P_t - c^2 \rho_t = 0, \quad (3)$$

$$r_t - u = 0. \quad (4)$$

Здесь давление $P(a, t)$, плотность $\rho(a, t)$, скорость $u(a, t)$ и эйлерова координата частицы $r(a, t)$ являются функциями лагранжевых координат-времени t и начального положения частицы a , $c = \sqrt{\gamma P/\rho}$ — адиабатическая скорость звука, γ — показатель адиабаты. Нижние индексы у функций обозначают частную производную по соответствующей переменной: $\rho_t = \partial \rho(a, t) / \partial t$ и т. д., $N = 0, 1, 2$ соответственно для плоских, цилиндрических и сферических течений, $\bar{\rho} = \bar{\rho}(a)$ — начальное распределение плотности газа.

В дальнейшем нам понадобится уравнение неразрывности (1) в форме $\bar{\rho} a^N da = \rho r^N dr$ или

$$r_a = \frac{\bar{\rho}}{\rho} \left(\frac{a}{r} \right)^N. \quad (5)$$

На фронте сильной УВ с законом движения $R = R(t)$ выполняются условия [21]:

$$u^s = \omega \dot{R}, \quad (6)$$

$$\rho^s = \bar{\rho}^s / (1 - \omega), \quad (7)$$

$$P^s = \omega \bar{\rho}^s R^2, \quad (8)$$

$$r^s = R. \quad (9)$$

Здесь $\dot{R} = dR/dt$ — скорость УВ, индекс „s“ обозначает значение величины на фронте УВ при $a = R$, $\omega = 2/(\gamma + 1)$.

3. Метод ЛП — линейное приближение. Из автомодельных решений известно, что основная масса вещества концентрируется у фронта УВ [2]. Поэтому, как предположили Лаумбах и Пробстин [16], можно ожидать, что учет только членов первого порядка в разложении искомых функций в ряд Тейлора в окрестности фронта УВ по параметру $(a - R)$ будет обладать достаточной точностью. Для нахождения первых производных P_a^s , P_t^s и т. д. на фронте УВ воспользуемся способом, предложенным в [18]: к уравнениям (1)–(3), рассмотренным при $a = R$;

$$\rho_i^* + \frac{(\rho^*)^2}{\rho^*} u_a^* + \frac{Nu^* \rho^*}{R} = 0, \quad (10)$$

$$u_i^* + \frac{1}{\rho^*} P_a^* = 0, \quad (11)$$

$$P_i^* - (c^*)^2 \rho_i^* = 0, \quad (12)$$

добавим еще три уравнения, полученные дифференцированием граничных условий (6)—(8) вдоль траектории УВ при помощи оператора

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \dot{R} \frac{\partial}{\partial a},$$

$$u_i^* + \dot{R} u_a^* = \omega \ddot{R}, \quad (13)$$

$$\rho_i^* + \dot{R} \rho_a^* = \frac{\dot{R}}{1 - \omega} \bar{\rho}_a^*, \quad (14)$$

$$P_i^* + \dot{R} P_a^* = 2\omega \bar{\rho}^* \dot{R} \ddot{R} + \omega \dot{R}^2 \bar{\rho}_a^*. \quad (15)$$

Решая полученную систему шести алгебраических уравнений (10)—(15) относительно шести неизвестных частных производных, получим:

$$u_i^* = \omega \frac{\dot{R}^2}{R} [(4 - 3\omega) B + (1 - \omega)(2 - \omega) N - (1 - \omega) m], \quad (16)$$

$$\rho_i^* = \frac{\omega}{1 - \omega} \bar{\rho}^* \frac{\dot{R}}{R} [3B + (1 - \omega) N - m], \quad (17)$$

где $B = R\ddot{R}/\dot{R}^2$, $m \equiv m(R) = -(\ln \bar{\rho}/\ln a)^*$.

Остальные производные легко выражаются через u_i^* и ρ_i^* при помощи уравнений (10)—(15). Из (5) и (9) имеем $r_a^* = 1 - \omega$, $r_i^* = u^*$ и

$$r_{aa}^* = \omega(1 - \omega) \frac{1}{R} [3B + (2 - \omega) N - m]. \quad (18)$$

Ключевой момент подхода ЛП: в уравнении движения (2) комбинация u_i/r^N заменяется ее значением на фронте УВ u_i^*/R^N . В результате для каждого момента времени t для распределения давления имеем обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{dP}{da} = -\bar{\rho}(a) a^N \frac{u_i^*}{R^N}, \quad P(R, t) = P^*, \quad 0 \leq a \leq R, \quad (19)$$

или

$$P(a, t) = P^* + \frac{u_i^*}{R^N} \int_a^R \bar{\rho}(a) a^N da. \quad (19a)$$

По известному распределению давления из условия адиабатичности

$$P/P^* = (\rho/\rho^*)^\gamma \quad (20)$$

находится распределение плотности, а затем из уравнения неразрывности (5) — связь между эйлеровой и лагранжевой координатами. Скорость газа при таком подходе не определяется и должна рассчитываться независимым способом. Так, можно положить

$$u(a, t) = u^* + u_a^*(a - R). \quad (21)$$

Необходимый для расчетов закон движения УВ в методе ЛП получается из аппроксимации закона сохранения энергии в виде еще одного дифференциального уравнения [16].

Переход от уравнения движения (2) к приближению (19) эквивалентен в общем случае сохранению членов первого порядка по $(a - R)$ в тейлоровском разложении давления в окрестности фронта $P = P^* + P_a^*(a - R) + \frac{1}{2!} P_{aa}^*(a - R)^2 + \dots$. Соответственно, для $\rho(a, t)$ получим первый, а для $r(a, t)$ второй порядок точности по $(a - R)$. Однако оказывается, что в случае автомодельного движения при $\bar{\rho} = \text{const}$ приближение (19) обладает высокой точностью на всем интервале $0 \leq a \leq R$. Так, при $\gamma = 1.4$, $N = 2$ $P(0, t)/P^* = 0.3796$, тогда как автомодельное значение равно 0.3655 [16]. Причина такой высокой точности кроется в том, что линейная зависимость давления от массовой координаты $dM = \bar{\rho} a^N da$, задаваемая уравнением (19), является, в некотором смысле, условием автомодельности движения [19]. Удовлетворительную точность дает метод ЛП и при описании течения в экспоненциальной атмосфере на этапе замедления УВ [16]. Однако в области ускоряющихся УВ точность метода ЛП существенно падает [10].

4. *Квадратичное приближение.* Наиболее естественным способом повышения точности метода ЛП является учет высших членов разложения. В [18, 19] разработана соответствующая процедура и рассчитано квадратичное приближение в терминах лагранжевой массовой координаты. Поэтому здесь кратко рассмотрим получение нужного нам в дальнейшем квадратичного приближения в лагранжевых координатах (a, t) .

Дифференцируя уравнения (1)—(3) отдельно по a и по t и записывая полученные соотношения для фронта УВ при $a = R$, получим шесть уравнений, связывающих девять вторых частных производных от функций P , ρ и u на фронте УВ. Еще три уравнения получим дифференцируя соот-

ношения на фронте (6)–(8) при помощи оператора $\frac{D^2}{Dt^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\dot{R} \frac{\partial^2}{\partial a \partial t} + \dot{R}^2 \frac{\partial^2}{\partial a^2} + \ddot{R} \frac{\partial}{\partial a}$. При этом значения первых производных берем из расчета линейного приближения. Решая полученную систему девяти уравнений с девятью неизвестными, в частности, получим:

$$u_{at}^* = \omega(1 - \omega) \frac{\dot{R}^2}{R^2} \{15(2 - \omega) B^2 - [(5\omega^2 - 5\omega - 6)N - 2(2\omega - 5)m] B + \\ + \omega(\omega - 2)(2\omega - 3)N^2 + (\omega^2 + \omega - 4)Nm + (2 - \omega)^2 N + \\ + (2 - \omega)m^2 + (2\omega - 3)m + (2\omega - 3)m_1 + 2(3\omega - 5)Q\}, \quad (22)$$

$$u_{aa}^* = \omega(1 - \omega) \frac{\dot{R}}{R^2} \{3(5\omega - 9)B^2 + [(5\omega^2 - 4\omega - 8)N - (4\omega - 11)m] B - \\ - \omega(2\omega - 3)(\omega - 2)N^2 - (\omega^2 + \omega - 4)Nm - (1 - \omega)(2 - \omega)N + \\ + (\omega - 2)m^2 + 2(1 - \omega)m + 2(1 - \omega)m_1 - (6\omega - 7)Q\}, \quad (23)$$

где $m_1 = -dm(R)/d \ln R$, $Q = R^2 \ddot{R}/\dot{R}^2$.

Теперь в (2) можно положить $u_t = u_t^* + u_{at}^*(a - R)$, $r = R + r_a^*(a - R)$, и со вторым порядком точности уравнение для давления запишется так:

$$\frac{dP}{da} = -\bar{\rho}(a) a^N \frac{u_t^*}{R^N} \left[1 + \left(\frac{u_{at}^*}{u_t^*} - \frac{N}{R} r_a^* \right) (a - R) \right], \quad P(R, t) = P^*, \quad (24)$$

$$0 \leq a \leq R,$$

или

$$P(a, t) = P^* + \frac{u_t^*}{R^N} \int_a^R \left[1 + \left(\frac{u_{at}^*}{u_t^*} - \frac{N}{R} r_a^* \right) (a - R) \right] \bar{\rho}(a) a^N da. \quad (24a)$$

При $\bar{\rho} = \text{const}$, $N=2$, $\gamma=1.4$ из (24a) получим $P(0, t)/P^* = 0.3658$ — погрешность составляет 0.36%.

По найденному из (24) распределению давления плотность $\rho(a, t)$ и эйлера координата $r(a, t)$ ищутся аналогично случаю линейного приближения. Для расчета скорости можем принять

$$u(a, t) = u^* + u_a^*(a - R) + \frac{1}{2!} u_{aa}^*(a - R)^2. \quad (25)$$

5. Закон движения УВ. Проведенные выше вычисления первых и вторых производных на фронте УВ основывались только на использовании

уравнений (1)—(5) и условий на фронте (6)—(9). В этом смысле они являются точными. Однако для их расчета нужно знать закон движения УВ $R = R(t)$. Расчет траектории УВ в методе ЛП не обладает достаточной точностью в общем случае неоднородной среды [10], что вносит дополнительные погрешности и не позволяет полностью использовать возможности подхода.

Мы предлагаем использовать независимый от рассматриваемого подхода расчет движения фронта УВ на основании предложенной в [20, 21] аппроксимационной формулы для скорости движения сильной адиабатической УВ в произвольно неоднородной среде

$$\dot{R} \equiv D(R) = \text{const} [\bar{\rho}(R) R^{N+1}]^{-k}, \quad (26)$$

где $k = 1/2$ и $k = 1/5$ соответственно для замедляющихся ($m(R) \leq N+1$) и ускоряющихся ($m(R) > N+1$) УВ. Аппроксимация (26) совпадает с автомодельным решением Седова (при $m = \text{const} \leq N+1$) и близка к результатам численных и аналитических расчетов [2, 10, 22, 23].

В случае образования УВ при мгновенном взрыве постоянная в (26) выражается через энергию взрыва E [24]:

$$D(R) = \begin{cases} \frac{2}{3+N} \left(\frac{E}{\alpha_A(N, \gamma) \bar{\rho}(R)} \right)^{1/2} R^{-\frac{N+1}{2}} \\ \text{при } 0 \leq R \leq R_1, m(R) \leq N+1, \\ D(R_1) [\bar{\rho}(R_1) R_1^{N+1} / \bar{\rho}(R) R^{N+1}]^{1/5} \\ \text{при } R_1 < R \leq R_2, m(R) > N+1, \\ D(R_2) [\bar{\rho}(R_2) R_2^{N+1} / \bar{\rho}(R) R^{N+1}]^{1/2} \\ \text{при } R_2 < R \leq R_3, m(R) \leq N+1, \\ \dots \end{cases} \quad (27)$$

где $R_i, i = 1, 2, \dots$ — расстояния, на которых скорость УВ принимает экстремальные (минимальные или максимальные) значения, $\alpha_A(N, \gamma)$ — автомодельная постоянная. Уравнение траектории движения УВ запишется:

$$t = \int_0^R \frac{dR}{D(R)} \quad (28)$$

Точность аппроксимации (26)—(27) проиллюстрирована в [20, 21, 24]. На рис. 1 и в табл. 1 приведены результаты расчета точечного осе-

симметричного взрыва в плоской атмосфере, плотность в которой падает с высотой по экспоненциальному закону

$$\bar{\rho}(a) = \bar{\rho}(0) \exp(-z), \quad z = \frac{a \cdot \cos \vartheta}{H}, \quad (29)$$

с использованием различных методов для ряда значений безразмерного времени τ (см. (32)), H — высота однородной атмосферы, ϑ — угол между рассматриваемым направлением и осью Oz .

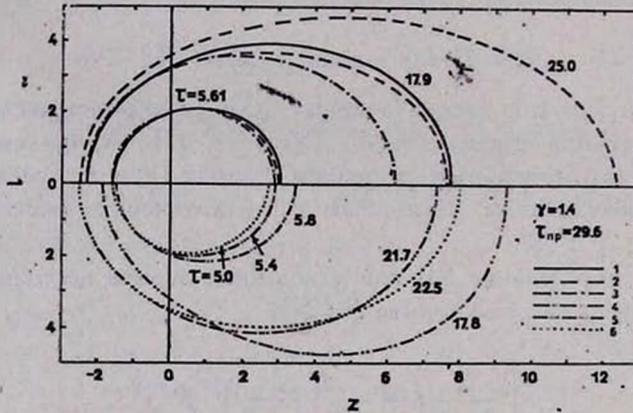


Рис. 1. Форма фронта УВ в цилиндрической системе координат (l, z) при точечном осесимметричном взрыве в плоской экспоненциальной атмосфере в различных подходах. 1 — численный двумерный расчет [10], 2 — аппроксимационный закон [24], 3 — численная реализация секторного приближения [10], 4 — метод возмущений [13], 5 — метод тонкого слоя [10], 6 — метод Лаумбаха и Пробстна [16].

Таблица 1

Метод	τ	$\vartheta = \pi$			$\vartheta = 0$		
		R^*	$10^2 P^{*2}$	ρ^{*2}	R^*	$10^2 P^{*2}$	$10^2 \rho^{*2}$
Численный [10]	11.9	1.98	1.51	43.3	5.26	59.8	31.3
	17.9	2.23	1.02	56.0	7.75	7.87	2.58
Числен. реализация сектор. пригл. [10]	11.9	2.05	1.82	46.1	4.51	67.5	66.1
	18.0	2.32	1.28	60.9	6.24	15.4	11.7
Аппроксимационная формула (27)	11.9	2.02	1.63	45.1	5.14	71.8	35.2
	17.9	2.28	1.13	58.7	7.71	9.43	2.69

Различие между точным решением [10] и применением аппроксимации (27) (в рамках секторного приближения) в определении формы УВ меньше 10%, что сравнимо с погрешностью самого численного метода. Кроме того, сшивание численного и автомодельного решений в [10] для $\tau = 1.4$

дает время прорыва-ухода поднимающейся части УВ на бесконечность — $\tau_{пр} = 29.6$, тогда как из (27) получаем $\tau_{пр} = 30.8$. В то же время численная реализация секторного приближения и использующиеся сейчас приближенные аналитические методы дают существенно большую погрешность [10]. Причина столь высокой точности объединения двух приближений — аппроксимации (27) и секторного приближения — кроется во взаимной компенсации их ошибок. Поэтому можно ожидать, что применение аппроксимации (26) — (27) для расчета траектории УВ позволит, в некоторой степени, преодолеть недостатки секторного приближения и для других типов неоднородности среды.

Для необходимых при расчете течения за фронтом УВ величин B и Q из (26) получим:

$$B = \bar{B}(R) = k(R) [m(R) - (N + 1)], \quad (30)$$

$$Q \equiv Q(R) = 2k^2(R) [m(R) - (N + 1)]^2 - k(R) [m_1 + m - (N + 1)]. \quad (31)$$

6. *Инвариантные свойства решений и масштабные преобразования.* Теперь мы имеем все уравнения и соотношения, необходимые для практического расчета движения фронта УВ и течения за ним. При расчетах двумерных и трехмерных течений в произвольно неоднородной среде с начальным распределением плотности $\rho(a, \varphi, \vartheta)$, где a — расстояние от центра взрыва в направлении, задаваемом углами φ и ϑ , необходимо провести интегрирование уравнений (или вычислить соответствующие квадратуры) для достаточно большого количества всевозможных направлений и затем восстановить пространственную структуру течения. При этом, если исходная модель содержит три размерных параметра E , $\bar{\rho}(0)$ и H , то в безразмерных величинах $R^* = R/H$, $\tau = t/t_0$, $u^* = u/u_0$, $\rho^* = \rho/\bar{\rho}(0)$, $P^* = P/P_0$, где

$$t_0 = \left(\frac{\alpha_A \bar{\rho}(0) H^3}{E} \right)^{1/2}, \quad u_0 = \left(\frac{E}{\alpha_A \bar{\rho}(0) H^3} \right)^{1/2}, \quad P_0 = \frac{E}{\alpha_A H^3}, \quad (32)$$

решение не зависит от их численных значений [10].

С другой стороны, в экспоненциальной атмосфере (29) преобразование $R^* \rightarrow R^* |\cos \vartheta|$, $\tau \rightarrow \tau |\cos \vartheta|^{5/2}$ переводит решение при $\vartheta = 0$ в решение для направления $\vartheta < \frac{\pi}{2}$, что позволяет свести расчет двумерной осесимметричной задачи к интегрированию уравнений только вдоль двух лучей $\vartheta = 0$ и $\vartheta = \pi$ [16]. Аналогичное упрощение возможно во всех случаях, когда распределение плотности инвариантно относительно направления с точностью до изменения линейного масштаба

$\bar{p}(a, \varphi, \theta) = \bar{p}(qa, 0, 0)$, $q = q(\varphi, \theta) > 0$. В этом случае $R^* \rightarrow R^*q$, $\tau \rightarrow \tau q^{5/2}$.

7. *Взрыв в экспоненциальной атмосфере.* Точность рассматриваемого подхода рассмотрим на примере точечного взрыва в плоской экспоненциальной атмосфере (29), детально изученного численными методами в [10]. Точность расчета траектории УВ уже обсуждалась нами в разделе 5. Теперь рассмотрим течение за фронтом УВ.

В начальной фазе развития взрыва, когда $R^* \approx 0$, а также во все последующие моменты времени для горизонтального направления ($\theta = \pi/2$) распределение параметров за фронтом УВ в секторном приближении соответствует автомодельному решению Седова при $\bar{p} = \text{const}$. На рис. 2 приведено сравнение рассмотренных выше линейного и квадратичного приближений и автомодельного решения. Для автомодельных течений уже линейное приближение (совпадающее в данном случае с методом ЛП) обладает высокой точностью расчета профилей давления и плотности.

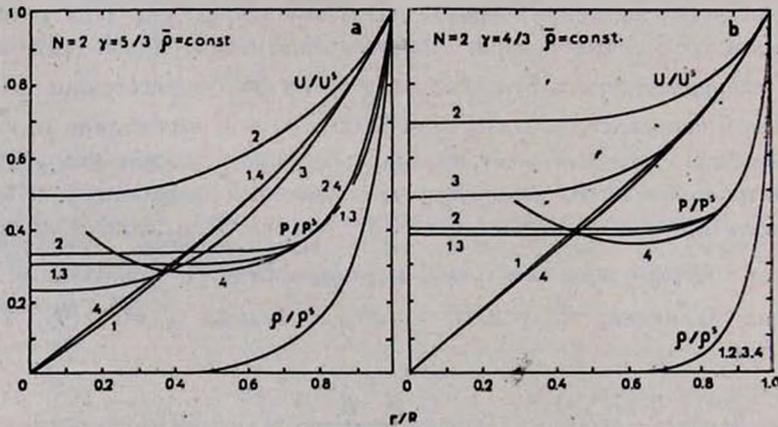


Рис. 2. Течение за фронтом УВ в однородной среде. 1 — автомодельное решение [2], 2 — линейное приближение, 3 — квадратичное приближение, 4 — аналитическая аппроксимация.

На рис. 3 изображены профили давления и плотности за поднимающейся ($\vartheta = 0$) УВ в момент времени $\tau = 11.9$, когда происходит перестройка течения с автомодельного режима Седова на автомодельный режим Райзера [22]. Уже линейное приближение превышает точность численной реализации секторного приближения (благодаря высокой точности аппроксимации (27)). В то же время в квадратичном приближении перестройка фронта происходит медленнее.

Рис. 4 соответствует моменту времени $\tau = 30$, близкому к времени прорыва. Хотя при $\xi = (R-r)/H < 1$ оба приближения близки к автомодельному пределу, при $\xi > 1$ линейное приближение дает завышенные

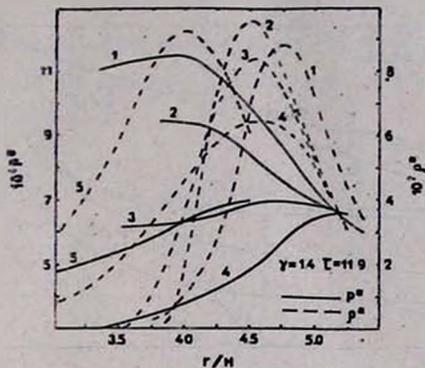


Рис. 3. Течение вдоль оси симметрии за поднимающейся ($\theta = 0$) УВ при $\tau = 11.9$. 1 — численный двумерный расчет [10], 5 — численная реализация секторного приближения [10], остальные обозначения те же, что и на рис. 2.

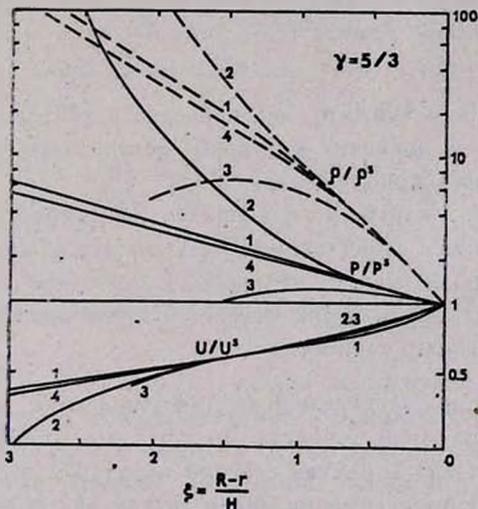


Рис. 4. Течение вдоль оси симметрии за поднимающейся УВ при $\tau = 30$, $\gamma = 5/3$. 1 — автомодельное решение [22], остальные обозначения те же, что и на рис. 3.

значения давления и плотности, а квадратичное приближение становится неприменимым (в этом случае $u_{\text{от}}^* > 0$ и аппроксимация $u_t = u_t^* + u_{\text{от}}^*(\alpha - R)$ приводит к отрицательным давлениям уже при $\xi \geq 2$).

Сравнение с автомодельным режимом Райзера [23] для опускающейся части УВ ($\theta = \pi$) приведено на рис. 5 ($\tau = 10^3$). Результаты обоих

приближений близки между собой и качественно согласуются с автомодельными. Существующая разница частично обусловлена отличием показателя k в аппроксимации (26) от точного значения 0.7435 при $\gamma = 1.25$.

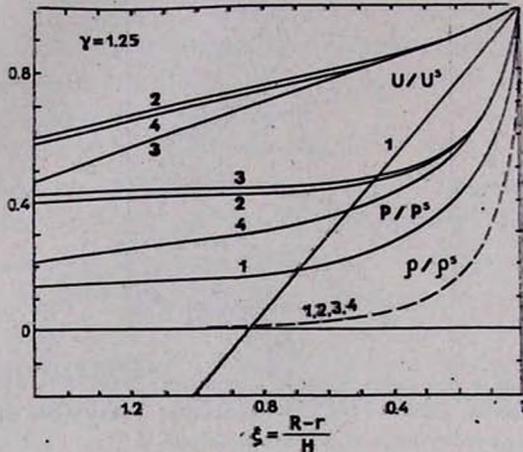


Рис. 5. Течение вдоль оси симметрии за опускающейся ($\vartheta = \pi$) УВ при $\tau = 10^5$, $\gamma = 1.25$. 1 — автомодельное решение [23], остальные обозначения те же, что и на рис. 3.

Для сравнения отметим, что, как показано в [10], метод ЛП обладает меньшей точностью и приводит к худшим результатам, чем разностная реализация секторного приближения.

Таким образом, в случае ускоряющихся УВ скорость сходимости тейлоровских разложений существенно уменьшается. Однако, если перепад плотности в конкретной модели не превышает 10^5 — 10^6 , как это и бывает в большинстве астрофизических ситуаций, уже линейное приближение дает удовлетворительную точность.

8. *Аналитическая аппроксимация.* Для упрощения процедуры расчета с сохранением достаточной точности мы предлагаем иной способ расчета течения за фронтом УВ в рамках секторного приближения. Основывается он на специальной аппроксимации связи между эйлеровой и лагранжевой координатами

$$\frac{r(\alpha, t)}{R(t)} = \left(\frac{\alpha}{R}\right)^\alpha \exp \left[\beta \left(\frac{\alpha - R}{R} \right) \right], \quad (33)$$

обеспечивающей выполнение граничных условий $r(0, t) = 0$, $r(R, t) = R$. Параметры $\alpha = \alpha(t)$ и $\beta = \beta(t)$ будем выбирать так, чтобы производные, вычисленные по (33), r_α^α и $r_{\alpha\alpha}^\alpha$ совпадали с их точным значением. В результате получим

$$\alpha = (r_a^*)^2 - R r_{aa}^*, \quad (34)$$

$$\beta = r_a^* - (r_a^*)^2 + R r_{aa}^*, \quad (35)$$

где $r_a^* = 1 - \omega$, а r_{aa}^* дается выражением (18).

Теперь на основании аппроксимации (33)—(35) можно найти в явном виде (без квадратур) выражения для функций P , ρ , u . Из (33) непосредственным вычислением получим

$$r_a = \frac{r}{\alpha} \left(\alpha + \frac{\alpha}{R} \beta \right) \quad (36)$$

и из уравнения неразрывности (5) распределение плотности запишется:

$$\rho(a, t) = \bar{\rho}(a) \left(\frac{\alpha}{r} \right)^N (r_a)^{-1}. \quad (37)$$

По известному распределению плотности (37) из уравнения адиабатичности найдем распределение давления:

$$\frac{P(a, t)}{P^*(R)} = \left[\frac{\bar{\rho}(a)}{\bar{\rho}(R)} \right]^{1-\gamma} \left| \frac{D(a)}{D(R)} \right|^2 \left[\frac{\rho(a, t)}{\rho^*(R)} \right]^\gamma. \quad (38)$$

Распределение скорости находим непосредственно из (33): $u(a, t) = \dot{r}_t$ или

$$u(a, t) = r \frac{\dot{R}}{R} \left\{ \omega + \beta \left(\frac{R-a}{R} \right) - \dot{\beta} \frac{R}{\dot{R}} \left[\frac{R-a}{R} + \ln \frac{a}{R} \right] \right\}, \quad (39)$$

где

$$\dot{\beta} = \omega (1 - \omega) \frac{\dot{R}}{R} [1 - 3k(R)] m_1. \quad (40)$$

Формулы (33)—(40) вместе с аппроксимационным законом движения УВ (26)—(27) дают в рамках секторного приближения явное аналитическое описание как движения фронта УВ, так и течения газа за фронтом при произвольном распределении начальной плотности среды, содержащее только одну квадратуру (28) для нахождения связи между R и t . Точность предлагаемого способа проиллюстрирована на рис. 2—5. Отметим, что аппроксимация (33) соответствует первому порядку точности по $(a - R)$ в распределении давления, плотности и скорости газа за фронтом УВ. Имеем хорошее согласие с автомодельным течением Седова (рост давления при $r \rightarrow 0$ не очень существен, так как $\rho \rightarrow 0$), выход на автомодельный режим Райзера в области фронта УВ при $R \rightarrow \infty$ и удовлетворительное описание переходной стадии течения.

9. Точечный взрыв в гауссовском диске галактики. Как уже отмечалось во введении, крупномасштабная неоднородность плотности газовых дисков активных галактик может служить одним из механизмов образования биполярных или асимметричных течений, вплоть до образования сильно коллимированных струй. О характере и степени фокусировки в случае экспоненциального распределения плотности можно судить по рис. 1. Максимальное расхождение течения к моменту прорыва составляет $2l_{\max} \approx 12$. Аналогичные результаты применения аппроксимации (27) в случае гауссовского распределения плотности $\bar{\rho} = \bar{\rho}(0) \exp(-z^2)$ приведены на рис. 6. В последнем случае картина течения существенно зависит

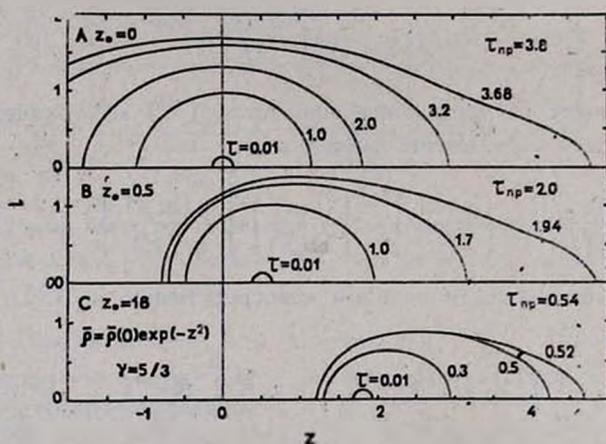


Рис. 6. Форма фронта УВ при точечном взрыве в плоском гауссовском диске галактики при различных положениях точки взрыва z_0 относительно плоскости галактики: $z_0 = 0.0$ (А), 0.5 (В), 1.8 (С).

от положения точки взрыва z_0 относительно плоскости симметрии. (Такая же ситуация возникнет и в экспоненциальном диске с $\bar{\rho} = \bar{\rho}(0) \exp(-|z|)$ при $|z_0| < 2.6$. Так, при $z_0 = 0$ получим биполярное осесимметричное течение, аналогичное варианту А на рис. 6). Степень коллимирования в гауссовском диске больше, чем в экспоненциальном и усиливается с увеличением высоты точки взрыва над плоскостью галактики ($2l_{\max} = 3.5, 2.6$ и 1.8 соответственно для $z_0 = 0.0, 0.5$ и 1.8). Используя значения масштабных множителей (32) в условиях, характерных для активных ядер галактик или вспышек сверхновых звезд:

$$\frac{t_0}{10^8 \text{ лет}} = 1.2 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ эрг}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\bar{\rho}(0)}{10^{-24} \text{ г/см}^3} \right)^{1/2} \left(\frac{H}{100 \text{ пк}} \right)^{5/2}, \quad (41)$$

$$\frac{u_0}{100 \text{ км/с}} = 0.83 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ эрг}} \right)^{1/2} \left(\frac{\bar{\rho}(0)}{10^{-24} \text{ г/см}^3} \right)^{-1/2} \left(\frac{H}{100 \text{ пк}} \right)^{-3/2}, \quad (42)$$

можно на основании результатов рис. 1, 6 и безразмерной аппроксимации (27) оценить характерные времена развития вспышек, размеры возмущенной области и приобретаемые максимальные скорости газа для конкретных значений параметров модели. Более подробно этот вопрос мы надемся обсудить в следующей статье.

10. *Заключение.* Сравнение широко используемого сейчас приближенного метода ЛП с численным двумерным расчетом точечного осесимметричного взрыва в экспоненциальной атмосфере [10] обнаруживает существенные погрешности метода при описании ускоряющейся части фронта УВ и течения за ним. Так, в данном методе вообще не воспроизводится инверсия давления за фронтом ускоряющейся УВ (при $R \rightarrow \infty$ распределение давления в методе ЛП стремится к постоянному [16]). В то же время предлагаемое в работе линейное приближение на основании аппроксимационной формулы (26) для расчета траектории УВ обладает точностью, сравнимой с точностью численного метода на практически важном интервале перспада плотности. Допускающую возможность количественных расчетов точность дает и предложенный здесь явный аналитический способ расчета течения за фронтом УВ. Использование лагранжевых переменных в обоих случаях дает важную возможность учета неравновесных процессов в элементе газа, зависящих от предыстории его движения.

Выражаю благодарность И. А. Климишину за полезные обсуждения и замечания.

ИППММ АН УССР, г. Львов

STRONG ADIABATIC SHOCK WAVES IN ARBITRARY NONUNIFORM MEDIA. ANALYTIC APPROACH

В. И. HNATYK

We discuss the accuracy and the applicability limits of the approximate analytic approach to the calculation of the motion of the shock waves in arbitrary nonuniform media, proposed by Laumbach and Probststein [16], widely used in astrophysical applications. The unsatisfactory description of the accelerated shock waves in this approach is noted and some modifications are proposed — the shock wave trajectory calculation is improved; the quadratic approximation is calculated and its accuracy is estimated. We propose the approximate method which

makes it possible to find the flow functions in the evident form. The point outburst in the Gaussian disk of galaxy is calculated and the collimation degree of the arising flow is estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Горбачкий, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977.
2. Л. И. Седов, Методы подобия и размерности в механике, Наука, М., 1977.
3. G. Tenorio-Tagle, M. Rozyczka, H. M. Yorke, *Astron. Astrophys.*, 148, 52, 1985.
4. S. A. E. G. Falle, A. R. Garlik, P. H. Pidsley, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 208, 925, 1984.
5. R. H. Sanders, *Astrophys. J.*, 205, 335, 1976.
6. C. Möllenhoff, *Astron. and Astrophys.*, 50, 105, 1976.
7. K. Morita, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 34, 65, 1982.
8. Y. Sofue, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 36, 539, 1984.
9. A. S. Zentsova, *Astrophys. and Space Sci.*, 95, 459, 1983.
10. X. С. Кестенбойм, Г. С. Росляков, Л. А. Чудов, Точечный взрыв, Наука, М., 1974.
11. В. П. Коробейников, Задачи теории точечного взрыва в газах, Наука, М., 1985.
12. P. Knap, *Astrophys. J.*, 200, 653, 1975.
13. G. G. Vach, A. L. Kuhl, A. K. Oppenheim, *J. Fluid Mech.*, 71, 105, 1975.
14. А. С. Компанеев, Докл. АН СССР, 130, 1001, 1960.
15. Э. И. Андрианкин, А. М. Козан, А. С. Компанеев, В. П. Крайнов, Ж. прикл. мех. и техн. физ., № 6, 3, 1962.
16. D. D. Lambach, R. F. Probst, *J. Fluid Mech.*, 35, 53, 1969. Русск. пер.: Механика, № 3 (115), 95, 1969.
17. Y. M. Treve, O. P. Manley, *J. Fluid Mech.*, 55, 737, 1972.
18. V. Gaffet, *Astrophys. J.*, 225, 442, 1978.
19. V. Gaffet, *Astrophys. J.*, 249, 761, 1981.
20. И. А. Климишин, Б. И. Гнатык, *Астрофизика*, 17, 547, 1981.
21. И. А. Климишин, Ударные волны в оболочках звезд, Наука, М., 1984.
22. Ю. П. Райзер, Докл. АН СССР, 153, 551, 1964.
23. Ю. П. Райзер, Ж. прикл. мех. и техн. физ., № 4, 49, 1964.
24. Б. И. Гнатык, *Астрон. циркуляр*, № 1195, 4, 1981.
25. S. Sakashita, *Astrophys. and Space Sci.*, 14, 431, 1971.

УДК: 52—823

К ТЕОРИИ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

Р. М. АВАКЯН, А. В. САРКИСЯН

Поступила 25 марта 1986

Принята к печати 10 октября 1986

Рассмотрены свойства вырожденной звездной материи в области ядерной плотности. Найден порог перехода электронноядерной фазы в состояние сплошной ядерной материи.

1. В теории вырожденного звездного вещества решающим является правильное представление о свойствах ядерного вещества при плотностях порядка $\rho_0 \approx 3 \cdot 10^{14}$ г/см³. Ими во многом определяется ряд важных характеристик вырожденной плазмы при плотностях как выше, так и ниже ядерной. В частности, уравнение состояния вырожденного сверхплотного вещества в значительной мере определяется состоянием ядерной материи, если, конечно, учесть, что при $\rho \ll \rho_0$ и $\rho \gg \rho_0$ асимптотики этого уравнения нам известны. Теория вырожденной сверхплотной плазмы развивалась в основном в работах [1—6] и в ряде других. Несмотря на многочисленные работы, в некоторых важных вопросах теории ядерной материи еще не имеется единого мнения. Настоящая работа посвящена изучению состояния ядерной материи с целью внести большую ясность в наши представления о ней.

В 70-е годы в работах [5—12] и многих других, ссылки на которые можно найти в монографии [7], было показано, что представление о ядерном веществе, состоящем из нейтронов, сравнительно небольшого числа протонов и компенсирующих их заряд электронов, нуждается в существенном уточнении. Оказывается, что это состояние нестабильно относительно фазового перехода $\text{pre} \rightarrow \text{pre} \pi^-$. Будучи бозонами, π -мезоны конденсируются на уровень с возможной наименьшей энергией. Этот уровень соответствует ρ -состоянию пиона, поскольку только в этом случае ядерное взаимодействие пиона с нерелятивистскими нуклонами имеет характер эффективного притяжения. В вышеупомянутых работах для плотности порога формирования пионного конденсата были получены значения в пределах $\rho_0 \lesssim \rho \lesssim 2\rho_0$. Неоднозначность в вопросе этого порога обусловлена рядом

причины (неточное знание взаимодействия пиона в ядерном веществе и ошибки, неизбежно возникающие при расчете полной энергии пионов). При вычислении энергии ядерной материи состояние пионов описывалось плоской волной, содержащей кроме p -волны и другие сферические гармоники, неизбежно приводящие к увеличению полной энергии, а следовательно, и к повышению порога образования конденсата.

В работах [5—7, 11, 12] была замечена важная деталь, а именно, предпочтительность формирования конденсата отрицательных пионов. Более того, имеется реальная возможность существования отрицательных пионов в тяжелых ядрах, поскольку помимо уменьшения энергии системы благодаря сильному p — волновому притяжению пионов, их появление сопровождается уменьшением кулоновской энергии [5, 6]. В случае же сплошной ядерной материи образование именно π^- -конденсата энергетически также оказывается выгодным, поскольку существенно замедляет рост граничной энергии электронов при повышении плотности. Таким образом, наличие π^+ и π^0 -мезонов в ядерном веществе маловероятно. Ниже мы исследуем состояние сплошной ядерной материи в предположении, что в ней имеются только отрицательные пионы.

В работах [5, 6] исследование явления конденсации π^- -мезонов было проведено с помощью феноменологического подхода, опирающегося на большое число экспериментальных данных о массах тяжелых атомных ядер. При этом использовалась полуэмпирическая формула Вайцзеккера:

$$Mc^2 = (A - Z) m_n c^2 + Z m_p c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 Z^2 / A^{1/3} + c_3 (A - 2Z)^2 / A + c_4 (A - 2Z)^4 / A^3, \quad (1)$$

где $C_0 = 15.75$; $C_1 = 17.8$; $C_2 = 0.71$; $C_3 = 23.7$; $C_4 = -3.5$ МэВ.

Последний член в (1) становится заметным для изобар тяжелых ядер с малыми Z . Он был введен в работе [5]. Анализ экспериментальных данных об энергиях связи тяжелых атомных ядер выявил наличие систематического отклонения их значений в меньшую сторону от вычисляемых по формуле Вайцзеккера (1). В [5] было показано, что это отклонение можно объяснить наличием в ядрах небольшого числа π^- -мезонов, что, как указывалось выше, оказывается энергетически выгодным.

При наличии в ядрах π^- -мезонов формулу Вайцзеккера следует записать в следующем виде [6]:

$$Mc^2 = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 (N_p - N_\pi)^2 / A^{1/3} + c_3 (N_n + N_\pi - N_p)^2 / A + c_4 (N_n + N_\pi - N_p)^4 / A^3 + c_\pi N_\pi + c_3 N_\pi^2 / A, \quad (2)$$

где $A = N_n + N_p$; N_n , N_p и N_π — числа нейтронов, протонов и π^- -мезонов в ядре. Протон, окруженный облаком отрицательного пиона, можно интерпретировать как нейтральный барион, поэтому в шестом и седьмом слагаемых формулы (2) $N_n - N_p$ заменено на $N_n + N_\pi - N_p$. На основании термодинамических соображений число π^- -мезонов было записано в виде:

$$N_\pi = (1 + \alpha) \frac{c_3}{c_3 + c_3'} (A - 2Z) - (1 + \beta) \frac{c_\pi'}{2(c_3 + c_3')} A. \quad (3)$$

Здесь $c_\pi' = c_\pi + m_p c^2 - m_n c^2$. Параметры c_π , c_3' , α и β определялись подгонкой экспериментальных данных об энергиях связи атомных ядер с формулой (2) по способу наименьших квадратов. В результате было найдено: $c_3' = 17.65$ МэВ, $c_\pi = 11.96$ МэВ; $\alpha = -\beta = 0.088$. Формула (2) хорошо описывает массы всех ядер (с точностью сотой доли МэВ на нуклон). Для поставленной нами задачи это вполне удовлетворительная точность. Заметим, что отрицательные мезоны появляются в ядрах с $A \approx 200$. Причем, при заданном массовом числе A с уменьшением Z от его наибольшего значения до наименьшего число π^- -мезонов растет от нуля до 5–7. Считаем необходимым вновь отметить, что речь идет о π^- -мезонах с орбитальным моментом $l = 1$, чему по упрощенным квазиклассическим представлениям соответствует импульс $p_\pi \approx 1.5 m_\pi c$. Такой π^- -мезон можно представить как круговой ток с радиусом $r_0 \approx 10^{-13}$ см.

2. Рассмотрим теперь ядерную материю с фиксированной плотностью $\rho \approx \rho_0$. Как было указано выше, ее состояние в основном определяет свойства вырожденной плазмы в под- и надъядерной области плотностей. В принципе, сплошная ядерная материя может находиться в трех фазовых состояниях: пре, пр π^- и пр π^- е фазах. Разумеется, реализуется та фаза, которой при заданном числе нуклонов соответствует наименьшее значение полной энергии. Ниже мы обсудим все возможности. При этом, поскольку мы имеем дело с фиксированной плотностью, при вычислении энергии предпочтительнее исходить не из специально подобранных ядерных потенциалов, а из формулы Вайцзеккера, в которой с необходимой точностью учтены все тонкости сложных ядерных взаимодействий. Разумеется, в случае сплошной ядерной материи в этой формуле необходимо опустить кулоновский и поверхностный члены.

а) *Ядерное вещество с химическим составом пре.* В соответствии с вышесказанным полная энергия некоторого объема V равна:

$$E = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 - c_0 N + c_3 (N_n - N_p)^2 / N + \\ + c_4 (N_n - N_p)^4 / N^3 + \left(\frac{3a}{4} \right) \cdot V^{-1/3} N_e^{4/3}. \quad (4)$$

Здесь N_n и N_p — числа нейтронов и протонов, $N = N_n + N_p$ — фиксированное число нуклонов, N_e — число электронов, $a = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c = 6.1145 \cdot 10^{-11}$ МэВ см. Последнее слагаемое представляет собой энергию вырожденного ультрарелятивистского электронного газа. Состояние термодинамического равновесия определяется соотношением между химическими потенциалами и условием электронейтральности плазмы:

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e, \quad N_p = N_e. \quad (5)$$

Для химических потенциалов частиц имеем:

$$\mu_e = a n_e^{1/3} = a n_p^{1/3} = a (n y_p)^{1/3}, \quad (6)$$

$$\mu_n = m_n c^2 - c_0 + 2c_3 (y_n - y_p) - c_3 (y_n - y_p)^2 + \\ + 4c_4 (y_n - y_p)^3 - 3c_4 (y_n - y_p)^4, \quad (7)$$

$$\mu_p = m_p c^2 - c_0 - 2c_3 (y_n - y_p) - c_3 (y_n - y_p)^2 - 4c_4 (y_n - y_p)^3 - \\ - 3c_4 (y_n - y_p)^4, \quad (8)$$

где n_k — плотности числа частиц, $n = N/V = 1.7 \cdot 10^{28}$ см⁻³, $y_n = N_n/N$, $y_p = N_p/N = 1 - y_n$. Из первого соотношения (5) получаем:

$$(m_n - m_p) c^2 + 4c_3 x + 8c_4 x^3 = a \left(\frac{n}{2} \right)^{1/3} (1 - x)^{1/3}, \quad (9)$$

где $x = y_n - y_p$. Решая (9), находим:

$$x = 0.984; \quad y_n = 0.992; \quad y_p = 0.008; \\ \mu_e = 67.81 \text{ МэВ}; \quad \mu_n = 944 \text{ МэВ}, \quad \mu_p = 876.12 \text{ МэВ}. \quad (10)$$

Плотность энергии равна:

$$\varepsilon = n \left[\frac{m_n + m_p}{2} \cdot c^2 + \frac{m_n - m_p}{2} c^2 x - c_0 + c_3 x^2 + c_4 x^4 + \right. \\ \left. + (3a/8) (n/2)^{1/3} (1 - x)^{4/3} \right] = 1.605 \cdot 10^{41} \text{ МэВ/см}^3. \quad (11)$$

Как видим, число нейтронов примерно в 125 раз больше числа протонов. При этом нейтроны образуют газ с химическим потенциалом

$$\mu'_n = \mu_n - m_n c^2 = 4.45 \text{ МэВ.}$$

б) Ядерное вещество с химическим составом $\text{пр}\pi^-$. Теперь нужно исходить из формулы (2):

$$E = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 - c_0 N + c_3 (N_n + N_\pi - N_p)^2 / N + c_4 (N_n + N_\pi - N_p)^4 / N^3 + c_\pi N_\pi + c'_3 N_\pi^2 / N. \quad (12)$$

Для химических потенциалов получаем:

$$\mu_n = m_n c^2 - c_0 + 2c_3 (y_n + y_\pi - y_p) - c_3 (y_n + y_\pi - y_p)^2 + 4c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^3 - 3c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^4 - c'_3 y_n^2; \quad (13)$$

$$\mu_p = m_p c^2 - c_0 - 2c_3 (y_n + y_\pi - y_p) - 3c_3 (y_n + y_\pi - y_p)^2 - 4c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^3 - 3c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^4 - c'_3 y_p^2; \quad (14)$$

$$\mu_\pi = 2c_3 (y_n + y_\pi - y_p) + 4c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^3 + c_\pi + 2c'_3 y_\pi; \quad (15)$$

где $y_\pi = N_\pi / N = y_p = 1 - y_n$. Подставляя (13)–(15) в соотношение

$$\bullet \quad \mu_n = \mu_p + \mu_\pi, \quad (16)$$

приходим к результату:

$$4c_4 y_n^3 + 2(c_3 + c'_3) y_n = c_\pi + 2c'_3 - (m_n - m_p) c^2. \quad (17)$$

Отсюда

$$y_n = 0.591, \quad y_p = y_\pi = 0.409, \\ \mu_n = 938.97 \text{ МэВ}, \quad \mu_p = 887.45 \text{ МэВ}, \quad \mu_\pi = 51.52 \text{ МэВ.} \quad (18)$$

Плотность энергии равна:

$$\epsilon = n [y_n m_n c^2 + y_p m_p c^2 - c_0 + c_3 y_n^2 + c_4 y_n^4 + c_\pi y_p + c'_3 y_p^2] \approx \\ \approx 1.596 \cdot 10^{41} \text{ МэВ/см}^3. \quad (19)$$

в) Ядерное вещество с химическим составом $(\text{пр}\pi^-e)$. Для этой фазы энергия равна:

$$E = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 - c_0 N + c_3 (N_n + N_\pi - N_p)^2 / N + c_4 (N_n + N_\pi - N_p)^4 / N^3 + c_\pi N_\pi + c'_3 N_\pi^2 / N + (3a/4) V^{-1/3} N_e^{4/3}. \quad (20)$$

Выражения (13)–(15) химических потенциалов нуклонов и π^- -мезона остаются в силе, а химический потенциал электронов с учетом условия электронейтральности определяется формулой

$$\mu_n = a n_c^{1/3} = a [n (y_p - y_\pi)]^{1/3}, \quad \mu_\pi = \mu_n. \quad (21)$$

Используя соотношения между химическими потенциалами, приходим к уравнениям

$$2c_3 (y_n + y_\pi - y_p) + 4c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^3 - 2c_3' y_\pi = c_\pi - (m_n - m_p) c^2, \quad (22)$$

$$2c_3 (y_n + y_\pi - y_p) + 4c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^3 + 2c_3' y_\pi + c_\pi = a [n (y_p - y_\pi)]^{1/3},$$

причем $y_n + y_p = 1$. Решая эту систему, находим:

$$y_n = 0.591; \quad y_p = 0.409; \quad y_\pi = 0.407;$$

$$y_n = y_p - y_\pi = 2 \cdot 10^{-3}; \quad (23)$$

$$\mu_n = 938.95 \text{ МэВ}; \quad \mu_p = 887.67 \text{ МэВ}; \quad \mu_\pi = \mu_n = 51.28 \text{ МэВ},$$

$$\rho \approx 1.596 \cdot 10^{11} \text{ МэВ/см}^3.$$

Как видим, параметры пр π^- и пр π^+ -е фаз ядерного вещества практически совпадают. Точность положенной в основу наших расчетов формулы Вайцзеккера не позволяет отдать предпочтение какой-либо из этих фаз. Однако следует иметь в виду, что фаза с равным количеством протонов и пионов все-таки нестабильна из-за наличия электронного канала распада пиона ($\mu_n \gg m_\pi c^2$). Для стабильности пионного конденсата необходима небольшая примесь электронов. В случае ядер эти рассуждения теряют силу, поскольку в них $\mu_\pi \sim m_\pi c^2$ [5]. Как видим из (11) и (23), плотность энергии в пр π^+ -фазе меньше, чем в пр π^- -фазе, поэтому в недрах нейтронных звезд должна реализоваться первая из них. Таким образом, приходим к выводу, что сплошная ядерная материя состоит из нейтронов, протонов и π^- -мезонов примерно одинаковой концентрации и сравнительно незначительного количества электронов.

3. Химические потенциалы протонов и нейтронов меньше их энергий покоя, поэтому состояние ядерного вещества сходно с жидкостью, которая при давлениях $\rho \lesssim 10^{34} \text{ эрг/см}^3$ является практически несжимаемой. С увеличением плотности химические потенциалы нуклонов превышают их энергию покоя, в плазме появляются гипероны, образуется адронный газ с примерно одинаковой концентрацией адронов. Основы теории такого вырожденного газа частиц были рассмотрены в пионерской работе В. А. Амбарцумяна и Г. С. Саакяна [1].

Иначе обстоит дело при плотностях ниже ядерной. Здесь нарушается главное изменение плотности. Для установления хода изменения состояния вырожденной плазмы мы должны исходить из условия непрерывности

химического потенциала нейтронов. Очевидно, что при $\rho < \rho_0$ мы будем иметь дело с плазмой, состоящей из атомных ядер и свободных электронов. Если исходить из представления о ядерном веществе с химическим составом пре, в среде должны быть также и свободные нейтроны. Это, так называемая, Аеп-фаза, установленная в работах [2—4]. Из условия непрерывности химического потенциала нейтронов для порога Аеп \rightarrow пре находим:

$$A = 239, \quad Z = 55,$$

$$\rho_{\text{Аеп}} \approx 7.7 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^3, \quad \rho_0/\rho_{\text{Аеп}} \approx 37.$$

Однако пре-фаза (а следовательно и Аеп-фаза), на самом деле не реализуется, поскольку имеется энергетически более выгодная пр π -е-фаза. Поскольку в пр π -е-фазе химический потенциал нейтронов меньше $m_n c^2$, она, очевидно, должна сшиваться с фазой вещества, состоящего из атомных ядер и электронов Ае-фаза). В соответствии с вышеразвитыми представлениями плотность энергии в Ае-фазе равна

$$\begin{aligned} \varepsilon = & \frac{n}{A} [N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + \\ & + c_2 (N_p - N_n)^2 A^{1/3} + c_3 (N_n + N_p - N_\pi)^2 / A + \\ & + c_4 (N_n + N_\pi - N_p)^4 / A^3 + c_5 N_\pi + c_3' N_\pi^2 / A] + \frac{3}{4} a n^{4/3}, \end{aligned} \quad (24)$$

где n — число нуклонов в расчете на единицу объема, n_e — плотность числа электронов, N_n , N_p и N_π — число нейтронов, протонов и π -мезонов в ядре, $A = N_n + N_p$. Химические потенциалы частиц с учетом электронейтральности среды равны:

$$\begin{aligned} \mu_n = & m_n c^2 - c_0 + \frac{2c_1}{3A^{1/3}} - \frac{c_2}{3} A^{2/3} (y_p - y_\pi)^2 + 2c_3 (y_n - y_p + y_\pi) - \\ & - c_3 (y_n - y_p + y_\pi)^3 + 4c_4 (y_n - y_p + y_\pi)^3 - 3c_4 (y_n - y_p + y_\pi)^4 - c_3' y_\pi^2, \\ \mu_p = & m_p c^2 - c_0 + \frac{2c_1}{3A^{1/3}} - \frac{c_2}{3} A^{2/3} (y_p - y_\pi)^2 + 2c_3 A^{2/3} (y_p - y_\pi) - \\ & - 2c_3 (y_n - y_p + y_\pi) - c_3 (y_n - y_p + y_\pi)^2 - 4c_4 (y_n - y_p + y_\pi)^3 - \\ & - 3c_4 (y_n - y_p + y_\pi)^4 - c_3' y_\pi^2, \\ \mu_\pi = & -2c_2 A^{2/3} (y_p - y_\pi) + 2c_3 (y_n - y_p + y_\pi) + \\ & + 4c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^3 + c_5 + 2c_3 y_\pi \end{aligned} \quad (25)$$

$$\mu_p = \alpha \left[\frac{n}{A} (y_p - y_n) \right]^{1/3},$$

где

$$y_n = N_n/A, \quad y_p = N_p/A = 1 - y_n.$$

Химические потенциалы частиц связаны следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} Mc^2 &= N_n \mu_n + N_p \mu_p + N_\pi \mu_\pi, \\ \mu_n &= \mu_p + \mu_\pi, \\ \mu_\pi &= \mu_p. \end{aligned} \quad (26)$$

Подставляя (25) в (26), получим:

$$\begin{aligned} y_p - y_n &= \sqrt{c_1/2c_2 A}, \\ (m_n - m_p) c^2 + 2c_3 (y_n + y_\pi - y_p) + 4c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^2 &= c_\pi + 2c'_3 y_\pi, \\ (m_n - m_p) c^2 + 4c_3 (y_n + y_\pi - y_p) + 8c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^2 - \\ - 2c_2 A^{2/3} (y_p - y_n) &= \alpha n^{1/3} (y_p - y_n)^{1/3}. \end{aligned} \quad (27)$$

Из уравнений (27) определяются зависимости A , y_n , y_p и y_π от n . Верхняя граница Ae-фазы находится из условия равенства химического потенциала нейтронов этой фазы и химического потенциала нейтронов сплошного ядерного вещества:

$$\begin{aligned} \mu_n &= m_n c^2 - c_0 + \frac{2c_1}{3A^{1/3}} - \frac{c_2}{3} A^{2/3} (y_p - y_n)^2 + 2c_3 (y_n + y_\pi - y_p) - \\ &\quad - c_3 (y_n + y_\pi - y_p)^2 + 4c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^3 - \\ &\quad - 3c_4 (y_n + y_\pi - y_p)^4 - c'_3 y_\pi^2 = 938.95 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (28)$$

Решая совместно уравнения (27), (28), приходим к результату:

$$\begin{aligned} A &= 368, \quad N_n = 219; \quad N_p = 149; \quad N_\pi = 81; \\ n_0 &= 6.65 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}; \quad n = 3.6 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\frac{n_0}{n} = 472.$$

Таким образом, переход Ae \rightarrow прже сопровождается скачком плотности примерно в 500 раз [6]. Учитывая это обстоятельство, уравнения состоя-

ния вырожденного звездного вещества удобно задавать в виде зависимости $\varepsilon(\rho)$.

В конце Ае-фазы число π^- -мезонов в ядрах составляет 22% от числа нуклонов. При понижении плотности доля π^- -мезонов, монотонно уменьшаясь, обращается в нуль при $\rho = 3.24 \cdot 10^{10}$ г/см³, $A = 84$. Здесь мы имеем в виду массовое число неустойчивых ядер, которое определяется плотностью среды (граничной энергией электронов). При более низких плотностях изменение параметров ядер определяется эффектом нейтронизации [4].

В заключение авторы выражают благодарность Г. С. Саакяну, Э. В. Чубаряну и Л. Ш. Григоряну за обсуждения данной работы и ценные замечания.

Ереванский государственный
университет

ON THE THEORY OF NUCLEAR MATTER

R. M. AVAKIAN, A. V. SARKISSIAN

The properties of degenerate star matter in the sphere of the nuclear density have been considered. The passing threshold from electron-nuclear phase to the phase of continuous nuclear matter has been found.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
2. Г. С. Саакян, Ю. А. Варганян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 33, 55, 1963.
3. Р. М. Авакян, Ю. А. Варганян, Г. С. Саакян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 43, 57, 1971.
4. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
5. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Докл. АН СССР; сер. физ. мат. наук, 237, 299, 1977.
6. L. SH. Grigorian, G. S. Sahakian, Astrophys. and Space Sci., 95, 305, 1983.
7. А. Б. Мицгал, Ж. эксперим. и теор. физ., 61, 2209, 1971.
8. R. F. Sawyer, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972.
9. D. J. Scalapino, Phys. Rev. Lett., 29, 386, 1972.
10. J. Kogut, J. T. Manassah, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972.
11. J. M. Irwins, I. R. Rogers, J. Phys. A; Math. and Gen., 3, 1699, 1977.
12. J. M. Irwins, in "Quantum Electrodynamics of Strong Fields", Plenum Pub. Co., N-Y, 1983.

УДК: 524.8

ТЕОРИЯ КАТАСТРОФ И ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ

В. Г. ГУРЗАДЯН, А. А. КОЧАРЯН, С. Г. МАТИНЯН

Поступила 11 февраля 1986

Принята к печати 29 октября 1986

Исследуется проблема проявления гравотермальной катастрофы для звездной системы, содержащей центральное массивное тело, с точки зрения теории катастроф. Показано, что катастрофа типа «складка», имеющая место для системы без массивного центра, сохраняется и в этом случае и не переходит в «сборку». Катастрофа наступает при более высоких температурах системы и меньших значениях контрастности плотности.

1. *Введение.* Проблема эволюции галактик и звездных скоплений является одной из классических на пути изучения структуры и эволюции Вселенной. В течение почти векового периода исследований были заложены основы статистической механики звездных систем как квазистационарных релаксированных систем (см., например, [1]) (в последнее время к этим проблемам удалось подойти с позиций теории динамических систем и эргодической теории [2—5]).

Важным, и в первое время даже неожиданным результатом на этом пути явилось обнаружение Антоновым [6] факта неустойчивости квазистационарной изотермической сферической системы при определенных ее параметрах. Физический анализ этого явления, выполненный Линден-Беллом и Вудом [7], показал, что звездные системы обладают отрицательной эффективной теплоемкостью, т. е. более горячие области (центральные) при обмене энергией с холодными (внешними) становятся еще более горячими, в то время как холодные — более холодными, что неизбежно должно привести к так называемой «гравотермальной катастрофе». Этот вывод стимулировал большое количество работ, касающихся как самого процесса катастрофы, так и его последствий, в частности, возможности образования центрального массивного тела — черной дыры [8, 9].

В данной работе мы исследуем вопрос о возможности гравотермальной катастрофы для системы, содержащей центральное массивное тело. Так как и нашей целью является понимание устойчивой подобной системы, мы не будем избегать тех некоторых упрощений, которые допущены

в работах Линден-Белла и соавторов [7, 8]. В частности, мы также пренебрегаем такими процессами, как испарение высокоэнергетических звезд, образование двойных звезд, приливное разрушение звезд вблизи массивного объекта и т. п. (часть этих эффектов учтена нами в [10], где рассмотрена эволюция этих систем). Это обосновано тем, что характерные времена этих процессов для реальных систем намного превышают соответствующие времена неустойчивости.

В процессе исследования задачи мы будем использовать понятия и методы теории катастроф, развитые в течение последних десятилетий [11, 12]. Теорией катастроф, берущей свое начало в работах Пуанкаре по устойчивости динамических систем [13], Том назвал совокупность теории особенностей, т. е. исследования отображений на максимум и минимум и их приложения. Интересно, что к некоторым понятиям теории катастроф пришел впервые Б. Линдبلاد при рассмотрении именно динамики галактик [14].

В данной работе показано, что гравитермальная катастрофа, имеющая место для изотермических систем и являющаяся катастрофой типа A_2 -складки, сохраняется и для систем с центральной массой. Вместе с тем рассмотренные нами системы являются существенно более неустойчивыми, т. е. катастрофа наступает раньше, при более низких значениях контраста плотности. Этот вывод представляется несколько неожиданным, ибо до сих пор считалось, что наличие центральной массы должно привести к избытку плотности в центре скоплений и галактик.

2. Катастрофы в динамических системах. Подробное изложение основных понятий теории катастроф можно найти в книгах [11, 12]. Здесь мы лишь приведем некоторые ее положения, необходимые для дальнейшего.

В теории доказываается, что катастрофа типа A_2 (по классификации Тома), задаваемая функцией

$$(n = 1, k = 1), \quad V(y; c) = \frac{1}{3} y^3 + ay$$

и катастрофа типа

$$(n = 1, k = 2), \quad V(y; a, b) = \pm \frac{1}{4} y^4 + \frac{a}{2} y^2 + by$$

являются типичными каноническими формами. Это означает, что при гладком отображении поверхности на плоскость всякая особенность после подходящего малого изменения переходит в эти катастрофы.

Рассмотрим катастрофу A_1 :

$$V(x, a) = \frac{1}{3} x^3 + ax.$$

Положение критических точек определяется уравнением

$$V' = x^2 + a = 0.$$

Потенциал V при $a = 0$ в точке $x = 0$ имеет неморсовскую ($V' = V'' = 0$) точку, так что при $a = 0$ V не является морсовской функцией; точка $a = 0$ называется сепаратрисой. Критические точки, спрсектированные на ось a , образуют особенность A_1 , которую Уитни назвал *складкой*. Сепаратриса интересна тем, что пространство управляющих параметров, в данном случае прямая, разделяется на области $a < 0$ и $a > 0$, на каждой из которых потенциалы имеют одинаковые качественные характеристики. При $a < 0$ потенциальная функция имеет две критические точки — один максимум и один минимум, при $a = 0$ — одну дважды вырожденную критическую точку, а при $a > 0$ не имеет критических точек вообще.

Катастрофа типа $A_{1,3}$ задается потенциалом, зависящим от двух управляющих параметров, и имеет вид

$$V(x; a, b) = \frac{1}{4} x^4 + \frac{1}{2} ax^2 + bx.$$

Положение критических точек определяется уравнением

$$V' = x^3 + ax + b = 0.$$

В области внутри сепаратрисы V имеет три изолированные критические точки, вне сепаратрисы — одну, а на самой сепаратрисе — две. Особенность проекции поверхности на плоскость управляющих параметров (a, b) называется *сборкой*.

Катастрофа типа A_{-3} , имеющая вид

$$V(x; a, b) = -\frac{1}{4} x^4 - \frac{1}{2} ax^2 - bx,$$

называется *двойственной сборкой*. При переходе от сборки к двойственной сборке максимум и минимум меняются местами. Физически это приводит к существенно различным результатам, так как у сборки, в отличие от двойственной сборки, всегда имеется по крайней мере один глобальный минимум.

Для систем, зависящих от одного управляющего параметра и от одной обобщенной координаты, в случайно выбранной точке $(x; a)$, вообще говоря, либо $V' \neq 0$, либо $V' = 0$, $V'' \neq 0$. При случайно выбранном семействе функций $V(x; a)$ оказывается имеющим вид

$$V(x; a) = \frac{1}{3} x^3 + cx.$$

Особенности типа складки и сборки являются устойчивыми, т. е. всякое близкое отображение имеет в подходящей близкой точке подобную же особенность.

Преимущество теории катастроф в том, что она указывает общие качественные свойства физических систем.

3. *Вывод основных уравнений.* Рассмотрим систему из $N + 1$ частиц ($N \gg 1$), где N частиц (звезд) имеют одинаковую массу m , а одна — массу M_0 , причем $M_0 \gg m$. Система окружена сферой радиуса r , и, аналогично допущениям в [7], находится в термостате с температурой T , т. е. является изотермической. Звезды считаются точечными и взаимодействующими друг с другом только гравитационно, так что число звезд не меняется.

Обозначим через $f_m(x, v)$ и $f_0(x, v)$, где $x = (x_1, x_2, x_3)$, $v = (v_1, v_2, v_3)$, плотности распределения в фазовом пространстве числа звезд с массой m и M_0 соответственно.

Система имеет фиксированный объем и температуру, поэтому равновесное состояние системы определяется свободной энергией

$$F(T, V) = E - TS.$$

Как показал Антонов [6], такие системы в равновесном состоянии имеют сферическую симметрию.

В дальнейшем под центральной точечной массой мы будем понимать шар с ненулевым (малым) радиусом $R_0 \ll r$ и заданной плотностью ρ_M , т. е.

$$\frac{M_0}{r} \propto \begin{cases} \frac{M}{r} & \text{при } r > R_0, \\ \rho_M r^3 & \text{при } r \leq R_0. \end{cases}$$

Вкладом стохастических процессов в динамику массового тела мы пренебрегаем [15].

Вычислим свободную энергию F , используя формулу Больцмана для энтропии

$$S = -k \int f_m \ln f_m d^3x d^3v,$$

где k — постоянная Больцмана.

Энергия E системы равна

$$E = \frac{1}{2} \int m v^2 f_m d^3x d^3v - \frac{G}{2} \iint \frac{f(x, v) f(x', v')}{|r - r'|} d^3x d^3v d^3x' d^3v',$$

где

$$|r - r'| = \sqrt{\sum_{i=1}^3 (x_i - x'_i)^2},$$

$$f(x, v) = M_0 f_0(x, v) + m f_m(x, v). \quad (1)$$

Задача сводится к похождению минимума F при постоянном числе звезд

$$N = \int f_m d^3x d^3v. \quad (2)$$

При помощи метода неопределенных коэффициентов Лагранжа, получаем, что

$$\delta(F + k\alpha N) = \delta(E - TS + k\alpha N) = 0.$$

После элементарных вычислений следует, что F имеет экстремум, если

$$f_m(x, v) = A \exp \left[-\frac{m}{kT} \left(\frac{v^2}{2} - \varphi(x) \right) \right], \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= G \int \frac{f(x', v')}{|r - r'|} d^3x' d^3v' = \frac{GM_0}{r} + Gm \int \frac{f_m(x', v')}{|r - r'|} d^3x' d^3v' = \\ &= \frac{GM_0}{r} + Gm \int \frac{\rho_m(x')}{|r - r'|} d^3x', \end{aligned} \quad (4)$$

$$\rho_m(x) = m \int f_m(x, v) d^3v = B \exp(\beta\varphi),$$

$$A = \exp[-(z + 1)] = \text{const}, \quad (5)$$

$$B = A \left(\frac{2\pi}{\beta} \right)^{3/2},$$

$$\beta = \frac{m}{kT}, \quad r = \sqrt{\sum_{i=1}^3 x_i^2}.$$

Из (3.4), (3.5) для $\varphi(x)$ получаем

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(x) &= -4\pi GM_0 \delta^3(x) - 4\pi GB \exp(\beta\varphi(x)) \text{ при } r < r_e, \\ \Delta\varphi(x) &= 0 \text{ при } r > r_e. \end{aligned} \quad (6)$$

При этом $\varphi(x)$ и ее производные должны быть непрерывны на

$r = r_e$.

Так как по теореме Антонова при равновесном состоянии система имеет сферическую симметрию, то уравнения (6) можно заменить на

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) &= -4\pi G M_0 \delta(r) - 4\pi G B \exp(\beta\varphi(r)), \quad r < r_s, \\ \varphi(r) &= \frac{GM_0}{r} + \frac{GM}{r}, \quad r > r_s, \quad (M = N_m), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\varphi(r)$ непрерывна на $r = r_s$.

Если

$$\varphi(r) = \frac{GM_0}{r} + \psi(r),$$

то $\psi(r)$ является решением следующего уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\psi}{dr} \right) &= -4\pi G B \exp\left(\beta\psi + \frac{GM_0}{r}\beta\right), \quad r < r_s, \\ \psi(r) &= \frac{GM}{r}, \quad r > r_s, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\psi(r)$ непрерывна на $r = r_s$.

Вводя следующие обозначения ($\psi(0)$ считаем конечной)

$$v = \beta(\psi - \psi_0),$$

$$R = [4\pi G\beta B \exp(\beta\psi(0))]^{1/2} r = (4\pi G\rho_0\beta)^{1/2} r,$$

$$z = (4\pi G\rho_0\beta)^{1/2} r_s, \quad (9)$$

$$\mu = M/M_0,$$

$$\bar{\beta} = GM\beta/r_s,$$

(8) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d^2v}{dR^2} + \frac{2}{R} \frac{dv}{dR} + \exp\left[v + \mu\bar{\beta} \frac{z}{R}\right] &= 0, \\ v(0) = \frac{dv}{dR} \Big|_{R=0} &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Из (8) и (9) следует

$$\frac{d\psi(r)}{dr} \Big|_{r=r_s} = -\frac{GM}{r_s^2} = \frac{1}{\beta} \frac{z}{r_s} v'(z),$$

откуда

$$\tilde{\beta} = \frac{GM\beta}{r_*} = -zv'(z). \quad (11)$$

Используя (11), уравнение (10) можно переписать в окончательном виде:

$$\frac{d^2v}{dR^2} + \frac{2}{R} \frac{dv}{dR} + \exp \left[v - \mu \frac{z^2 v'(z)}{R} \right] = 0, \quad (12)$$

$$v(0) = \left. \frac{dv}{dR} \right|_{R=0} = 0, \quad 0 \leq R \leq z.$$

4. *Процедура вычислений.* В отличие от элементарной теории катастроф, некоторые результаты которой приведены в разделе 2, в нашей задаче минимизируется не функция переменной и параметра, а функционал, зависящий от функции и параметра. Этот функционал — свободная энергия F — зависит от функции распределения f и от $\tilde{\beta}$: $F(f(\cdot), \tilde{\beta})$. Как видно из (3), $f(\cdot)$ определяется с помощью $v(\cdot)$. Причем нас интересуют только сферически симметричные системы, для которых важным является не вся функция $v(\cdot)$, а только ее значение на границе z . Таким образом, наш функционал переходит в обыкновенную функцию, которая зависит от $u \equiv -v(z)$ и $\tilde{\beta}$:

$$F(f(\cdot), \tilde{\beta}) \rightarrow F(v(\cdot), \tilde{\beta}) \rightarrow F(u, \tilde{\beta}).$$

Для сферически симметричных систем рассмотрим u как обобщенную координату. Из (11) имеем $v'(z) < 0$, т. е. $v(z)$ — монотонно убывающая функция от z . Так как $v(0) = 0$, то $v(z) < 0$ при всех $z > 0$. Итак, $v(z)$ — отрицательная монотонно убывающая функция от z при $z > 0$.

Нам необходимо решить уравнение (12), чтобы ответить на следующий вопрос: какой должна быть температура жесткого термостата при заданном u , чтобы система находилась в стационарном состоянии, т. е. чтобы $\delta F = 0$ при постоянном числе звезд. Другими словами, нас интересует параметрическая кривая $\tilde{\beta} = \tilde{\beta}(z)$, $u = u(z)$ на плоскости $(\tilde{\beta}, u)$ с параметром z . Зная эту кривую, мы можем ответить на вышепоставленный вопрос. Так как $u(z)$ — монотонная функция, то для данной z существует единственное значение u , а это значит, что функция $\tilde{\beta}(u)$ однозначна.

Чтобы найти кривую $\tilde{\beta} = \tilde{\beta}(z)$, $u = u(z)$, необходимо решить уравнение (12) при данном z . Но из (12) видно, что это непосредственно

интегрированием сделать нельзя, так как для решения этого уравнения кроме z необходимо знать еще и $v'(z)$. Мы же решаем уравнение (12), чтобы получить именно $v'(z)$ ($\tilde{\beta} = -zv'(z)$). Чтобы обойти эту принципиальную трудность, поступим следующим образом. Вместо (12) решим следующее уравнение:

$$\frac{d^2v}{dR^2} + \frac{2}{R} \frac{dv}{dR} + \exp \left[v + \mu \frac{z^\lambda}{R} \right] = 0, \quad (13)$$

$$v(0) = v'(0) = 0, \quad 0 \leq R \leq z,$$

где λ — положительное число, μ — фиксировано.

Для заданных z и λ , решая уравнение, получим

$$v(R) = g(R; z, \lambda), \quad (14)$$

$$v'(R) = \frac{\partial g(R; z, \lambda)}{\partial R},$$

на границе $R = z$,

$$v(z) = g(R; z, \lambda) \Big|_{R=z}, \quad (15)$$

$$v'(z) = \frac{\partial g(R; z, \lambda)}{\partial R} \Big|_{R=z} \equiv h(z).$$

Чтобы (14) было решением уравнения (12), необходимо выполнение условия: $-v'(z) = \lambda > 0$ (поэтому мы рассматриваем только положительные λ).

Для λ получим следующее уравнение:

$$h(z, \lambda) + \lambda = 0. \quad (16)$$

Из этого уравнения, найдя $\lambda = \lambda(z)$, можно получить

$$\tilde{\beta}(z) = -zv'(z) = -zh(z, \lambda(z)),$$

$$v(z) = g(z, \lambda(z)).$$

Итак, задача сводится к решению уравнений (13) и (16), что возможно только численно. Расчеты показали, что уравнения (13), (16) или уравнение (12) являются математически некорректными*, т. е. решение $v(R)$ сильно зависит от начальных данных. Используя свойства $v(z)$ (монотонность, отрицательность) и однозначность $\tilde{\beta}$ по v , согласно методам реше-

* Некорректность понимается в следующем смысле: при малом возмущении начальных данных решение задачи существенно меняется [16].

ния некорректных уравнений, можно выбрать правильные точки. При этом соответствующие решения являются устойчивыми в отношении повышения точности численных расчетов на ЭВМ.

5. Катастрофы в звездных системах. Сначала обсудим кривую, полученную Линден-Беллом и Вудом для $\mu=0$ (рис. 1). Для разных значений $\tilde{\beta}$, т. е. для разных температур жесткого термостата, потенциальная функция $F(u, \tilde{\beta})$ имеет качественно разное поведение.

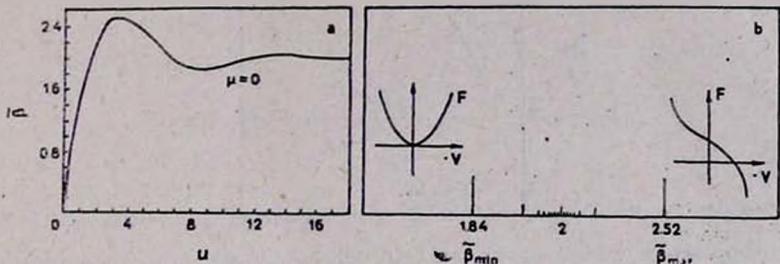


Рис. 1. а) Зависимость температуры $\tilde{\beta}$ от контрастности плотности $u = \ln \rho_0/\rho$ [7] при $\mu=0$; б) Последовательность сепаратрис, соответствующих катастрофам типа складки.

Рассмотрим поведение функции F с точки зрения теории катастроф. Имеем функцию, зависящую от одной переменной — u и от одного параметра $\tilde{\beta}$. В плоскости $(\tilde{\beta}, -v)$ кривая — это проекция точек экстремума функции F . Если спроектировать кривую $\tilde{\beta} = \tilde{\beta}(-v)$ на $\tilde{\beta}$, то получится особенность типа складки. Из результатов Линден-Белла и Вуда следует, что существует бесконечно много сепаратрис (рис. 1б).

Используя теорему сопряженности, Кац установил переходы устойчивости в последовательности складок вдоль равновесной траектории [17, 18, 21, 22]. Он, в частности, показал, что система с $T, V = \text{const}$ при увеличении u теряет устойчивость в окрестности первой складки $(\tilde{\beta}_{\max}, u_{\max})$, так что в дальнейшем отсутствует рестабилизация. Таким образом, при $\tilde{\beta} > \tilde{\beta}_{\max}$ и (или) $u > u_{\max}$ состояния равновесия не существует.

Если при этом предполагать, что система всегда сохраняет сферическую симметрию, то видим, что она будет катастрофически сжиматься. Это и есть, так называемая, «гравотермальная катастрофа». Примечательно, что термин «катастрофа» здесь можно понимать как в смысле теории катастроф (раздел 2), так и в буквальном смысле.

Что же произойдет с этой катастрофой, если в центре системы имеется точечная масса?

Как показали вычисления, при $\mu \leq 10^{-3}$ кривая почти не отличается от кривой, соответствующей $\mu = 0$ (рис. 1а), однако с увеличением μ она начинает существенно меняться (рис. 2).

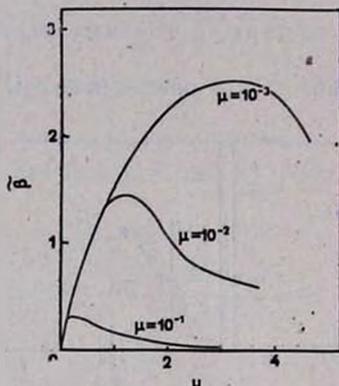


Рис. 2. Зависимость $\bar{\beta}$ от u при разных значениях параметра центральной массы.

На рис. 2 для наглядности на одной диаграмме приведена серия кривых, соответствующих разным значениям μ . Видно, что катастрофа «складки» сохраняется для каждого значения массы, причем $\bar{\beta}_{\max}$ убывает по мере возрастания μ (рис. 3). Это означает, что система с центральной мас-

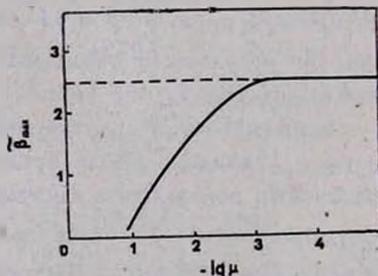


Рис. 3. Поведение $\bar{\beta}_{\max}$ по мере возрастания μ .

сой менее устойчива, т. е. чтобы она была устойчивой, термостат должен быть нагрет до более высокой температуры (при одинаковых массах звезд и т. п.).

Из рис. 4 и из результатов в [18, 21, 22] следует также, что системы с центральной массой устойчивы только тогда, когда их контрастность

плотностей* существенно меньше соответствующих значений систем без точечной массы. Другими словами, рассматриваемые нами системы должны быть существенно более однородными; точечная масса в центре как бы берет на себя функции высокой центральной плотности, необходимой для поддержания равновесия системы.

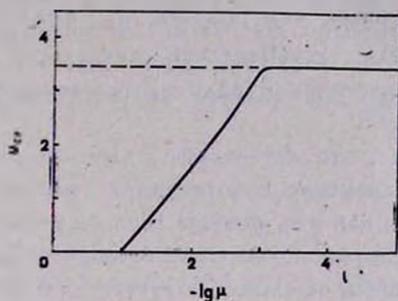


Рис. 4. Поведение u_{cr} , соответствующих значению β_{max} по мере возрастания μ .

Несмотря на то, что наша задача зависит от двух параметров (β , μ), катастрофа типа «сборки» не образуется, хотя, как следует из раздела 2, это, вообще говоря, возможно при двухпараметрическом потенциале.

6. **Заключение.** В данной работе мы исследовали устойчивость звездных систем, содержащих центральное массивное точечное тело. При этом мы существенно использовали методы и результаты теории катастроф.

Показано, что гравитермальная катастрофа, являющаяся катастрофой типа A_2 — складки, не только имеет место для систем с точечной массой, но и становится существенно более «разрушительной». Во-первых, катастрофа происходит при более высоких температурах, чем в случае изотермической сферы. Во-вторых, что более важно, катастрофа (при β_{max}) наступает при значительно меньших значениях контрастности плотности, т. е. в состоянии равновесия эти системы должны быть существенно более однородными. Этот результат на первый взгляд кажется несколько неожиданным, так как по имеющимся сейчас представлениям массивное тело в центре звездной системы должно приводить к дополнительному пику плотности** (см., например, [20]). Именно этот принцип лежит в основе гипотез о существовании массивных черных дыр в ряде шаровых скоплений (например, M 15) и галактик (например, M 87), имеющих в центре дополнительный пик яркости.

Между тем, этот результат физически довольно естественен.

* Точнее, и не контрастность плотностей $\ln \rho / \rho_0$, а $\ln \rho_0 \rho + \mu \beta$.

** Это связано с накоплением звезд на финитных орбитах вокруг центрального тела.

Действительно, если катастрофа системы без точечной массы наступает, скажем, при ρ_0^* , а наличие массы M_0 приводит к эффективному повышению центральной плотности в физически малом объеме $V (r \leq r_0; r_0 \ll R)$: $\rho_0^M + \frac{M_0}{V}$, то система станет неустойчивой, когда $\rho_0^M + \frac{M_0}{V} \sim \rho_0^M$, т. е. $\rho_0^M < \rho_0^*$. Причем, чем больше M_0 , тем сильнее это неравенство. Другими словами, устойчивость системы с центральной массой требует компенсации определенной доли центральной плотности («отрицательный пик плотности»)*.

Подчеркнем еще раз, что катастрофа типа «складки» при появлении нового управляющего параметра в потенциале (массы центрального тела) не переходит в «сборку», как это, вообще говоря, могло бы произойти.

Следует отметить также роль граничного условия на радиусе центрального тела R_0 . Выше мы предполагали, что для большинства реальных систем это условие не влияет существенно на вид функции распределения. Системы, для которых это влияние значительно, требуют детального анализа этого вопроса.

Массивная черная дыра может также приводить к образованию незаполненного конуса в пространстве моментов, что может, в свою очередь стать причиной развития соответствующей неустойчивости, способной определенным образом влиять на вековую эволюцию системы.

В заключение отметим, что рассмотрение данной проблемы в ее наиболее простой форме в духе работ Антонова, Линден-Белла и Вуда обусловлено убеждением, которое осознано относительно недавно (см. [19]) и не учитывается во многих работах: учет как можно больше различных эффектов в модели не всегда делает ее более близкой реальности.

Стимулом данного исследования является замечательная книга В. И. Арнольда [11].

Авторы искренне благодарны В. А. Амбарцумяну, В. А. Антонову, В. И. Арнольду, Г. А. Гурзадян, Р. Л. Мкртчяну, В. Л. Поляченко, А. Г. Седракяну и А. М. Фридману за полезные обсуждения. А. М. Фридман любезно обратил наше внимание на работу Линдблада.

Ереванский физический
институт

* Этим замечанием мы обязаны В. А. Амбарцумяну.

CATASTROPHE THEORY AND STELLAR SYSTEMS

V. G. GURZADYAN, A. A. KOCHARYAN, S. G. MATINYAN

The possibility of gravothermal catastrophe in a system containing central massive body is investigated. It has been shown that an A_2 -fold type catastrophe occurring in the system without massive centre is preserved in this case too and does not turn to "cusp". Catastrophe occurs at higher temperatures of system and lower values of relative density.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chandrasekhar, Principles of Stellar Dynamics, Chicago, 1942.
2. V. G. Gurzadyan, G. K. Savvidy, EPI-678(68), 1983; Astron. and Astrophys., 160, 203, 1986.
3. В. Г. Гурзадян, Г. К. Саввиди, Докл. АН СССР, 277, 69, 1984.
4. В. Г. Гурзадян, А. А. Кочарян, EPI-825 (52), 1985; Докл. АН СССР, 287, 813, 1986; EPI-871 (22), 1986.
5. В. Г. Гурзадян, в сб. «Частицы и космология», Изд. АН СССР, М., 1985.
6. В. А. Антонов, Вест. ЛГУ, сер. мат. мех. астр., 17, 135, 1962.
7. D. Lynden-Bell, R. Wood, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 138, 495, 1968.
8. D. Lynden-Bell, P. P. Eggleton, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 191, 483, 1980.
9. S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, Astrophys. J., 292, L41, 1985.
10. В. Г. Гурзадян, А. А. Кочарян, Докл. АН СССР, 289, 60, 1986.
11. В. И. Арнольд, Теория катастроф, Изд. МГУ, М., 1983.
12. Р. Гилмор, Пржкладная теория катастроф, Мир, М., 1984.
13. А. Пуанкаре, Избр. Труды, Наука, М., 1971.
14. В. Lindblad, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 94, 231, 1934.
15. V. G. Gurzadyan, Astron. and Astrophys., 114, 71, 1982.
16. А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин, Методы решения некорректных задач, Наука, М., 1979.
17. J. M. T. Thompson, Phyl. Trans. Roy. Soc., Ser A, 292, 1, 1979.
18. J. M. T. Thompson, Instabilities and Catastrophes in Science and Engineering, 1982.
19. А. А. Самарский, С. П. Курдюмов, Т. С. Ахромеева, Г. Г. Малинецкий, Вест. АН СССР, № 9, 64, 1985.
20. A. P. Lightman, S. L. Shapiro, Rev. Mod. Phys., 50, 437, 1978.
21. J. Katz, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 817, 1979.
22. J. Katz, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 190, 497, 1980.

УДК: 524.38—655

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СН ЛЕБЕДЯ

Симбиотическая звезда СН Лебеда в течение последнего 20-летия является объектом многочисленных спектральных и фотометрических исследований (см., например, [1, 2]). Относительно высокая яркость объекта делает его доступным для изучения различными методами в широком спектральном диапазоне. У СН Лебеда обнаружены быстрые изменения блеска [3, 4], радиоизлучение [5], слабое излучение силикатной пыли [6], собственная поляризация излучения [7].

В настоящее время существуют два типа моделей симбиотических звезд: модель двойной и одиночной звезды. Гипотеза двойной звезды является более общепринятой и, на наш взгляд, более аргументированной. По крайней мере, СН Лебеда представляется двойной системой. Спектральные исследования указывают на двойственность звезды [8, 2]. У двойных систем, таких, как симбиотические звезды, можно ожидать присутствия обнаружимой собственной поляризации. Поляризационные наблюдения двойной системы могут дать важную информацию как о физических, так и о геометрических параметрах системы.

Поляриметрические наблюдения СН Лебеда выполнены на Бюраканской станции АО ЛГУ в спектральных полосах R и I на телескопах с диаметрами зеркал 48 и 61 см (рабочие диафрагмы соответственно 26" и 21").

На рис. 1 представлены изменения нормированных параметров Стокса u и q со временем. Наблюдаемая поляризация небольшая, и относительная точность наших данных невелика (0.1—0.2%). Однако, поскольку изменения параметров поляризации имеют явно выраженный систематический ход и хорошо согласуются с более точными наблюдениями Пииролы [7, 9], изменения поляризации, по-видимому, реальны.

Межзвездная поляризация для СН Лебеда не должна быть большой при $r=330$ пк [4] и $E_{B-V}=0^m03-0^m06$ [10, 4]. Это подтверждают выполненные нами измерения параметров поляризации близкой к СН Лебеда по направлению и поглощению звезды $BD\ 49^{\circ}2994 = HD\ 182\ 691$ (B8V,

$V = 6.56$ [4]). Степень поляризации в полосе I оказалась для нее равной $0.15 \pm 0.10\%$.

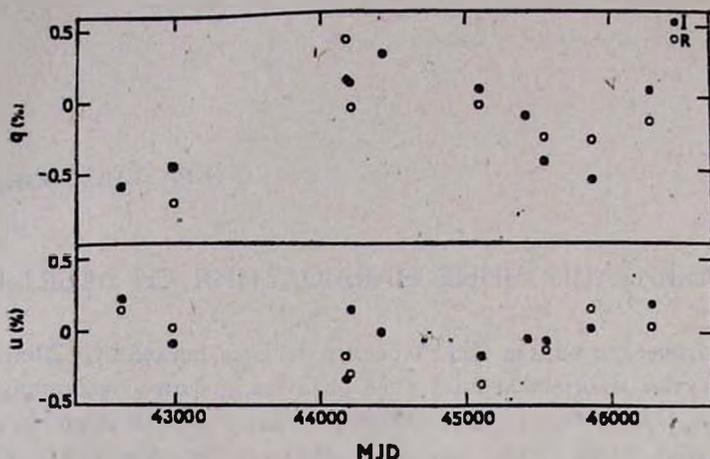


Рис. 1. Изменения параметров поляризации СН Лебеда со временем.

Можно предположить, что изменения параметров поляризации СН Лебеда в ближней инфракрасной области (спектральные области R и I) связаны с орбитальным движением. Вид диаграммы $u-q$ (рис. 2) не про-

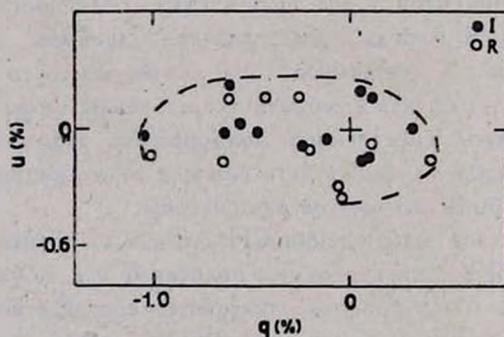


Рис. 2. Диаграмма $u-q$ для СН Лебеда.

тиворечит этому предположению. Если пренебречь межзвездной составляющей и рассматривать всю наблюдаемую поляризацию как собственную, то получим, что наибольшая степень поляризации наблюдается в квадратуре (по элементам Ямашиты и Маэхары для круговой орбиты [8]); изменения угла указывают на отличие наклона орбиты от 90° .

Из-за большого периода обращения системы, $P = 5750 \pm 250^d$ [8], в настоящее время не представляется возможным сделать более определен-

ные выводы об изменениях параметров поляризации в зависимости от фазы орбитального движения и о месте возникновения поляризации.

Polarization observations of CH Cygni. The near infrared polarimetric observations of the symbiotic star CH Cygni are discussed. It has been proposed that variations of the polarization can be connected with an orbital motion.

15 сентября 1986

Ленинградский государственный
университет

Т. Н. ХУДЯКОВА

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Hack, P. L. Selvelit, 70-nd IAU Colloq., p. 131, 1982.
2. Л. Лууд, Т. Томов, Я. Венник, К. Панов, Письма в Астрон. ж., 8, 476, 1982.
3. M. T. Martel-Chossat, IAU Circ., No. 2027, 1967.
4. M. H. Slovac, J. Africano, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 185, 591, 1978.
5. A. R. Taylor, E. R. Seaquist, IAU Circ. No. 4055, 1985.
6. D. A. Allen, 70-nd IAU Colloq., 27, 1982.
7. V. Pittrola, 70-nd IAU Colloq., 139, 1982.
8. Y. Yamashita, H. Maehuna, Publ. Astron. Soc. Jap., 31, 307, 1979.
9. V. Pittrola, 72-nd IAU Colloq., 216, 1983.
10. S. J. Kenyon, R. F. Webbink, Astrophys. J., 279, 252, 1984.

УДК: 52—64

ОБЗОРЫ

ОБРАЗОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИ ЧАСТИЧНОМ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ ПО ЧАСТОТЕ

Д. И. НАГИРНЕР

Обзор состоит из следующих разделов. 1) Введение. 2) Функции перераспределения. 3) Уравнения переноса, их следствия и методы решения. 4) Поля излучения. Модельные задачи. 5) Глобальные характеристики. Сравнение различных видов рассеяния. 6) Частичное перераспределение в движущихся и неплоских средах. 7) Приложение теории ЧПЧ.

1. *Введение.* История теории переноса излучения в линии с учетом перераспределения по частоте насчитывает около сорока лет. Хотя первые функции перераспределения были получены еще в 30—40-х годах, их сложность не позволяла построить теорию многократного рассеяния излучения в линии. Мощный толчок развитию этой теории дало введение в 40-х годах предположения о полном перераспределении по частоте (ППЧ) при каждом акте рассеяния. Это предположение, согласно которому профили излучения и поглощения в линии совпадают, позволило создать аналитическую теорию многократного рассеяния, изложенную, например, в книгах В. В. Соболева [1] и В. В. Иванова [2] (см. также обзор [3]), а с созданием ЭВМ разработать численные методы и программы решения задач об образовании спектральных линий (см. книги Михаласа [4], Атея [5], обзор Хаммера и Рыбицкого [6]). В рамках приближения ППЧ путем решения (точного, асимптотического, приближенного или численного) модельных задач были исследованы многие тонкие вопросы многократного рассеяния излучения в линиях, а также сделаны важные приложения.

В начале 70-х годов выяснилась недостаточная точность предположения о ППЧ для сильных резонансных линий. В крыльях таких линий рассеяние оказывается близким к монохроматическому, что приводит к отличию профилей линий от рассчитанных согласно теории ППЧ, в частности, не удастся объяснить изменение профилей по диску звезды. С тех пор и особенно в последнее время достигнуты большие успехи как в численном,

так и в аналитическом исследовании рассеяния в линии с перераспределением по частоте, отличным от ППЧ и называемом частичным перераспределением по частоте (ЧПЧ).

Монографий, посвященных специально частичному перераспределению по частоте, нет. Отдельные вопросы излагаются в книгах Атея [5] и особенно Михаласа [4], обзорах [7—9, 3]. Итоги развития теории переноса излучения в линии при ЧПЧ подведены в трудах конференции [10] (Триест, 1984 г.), в значительной степени посвященной этой теории. Однако целый ряд исследований не отражен ни в указанных выше книгах и обзорах, ни на упомянутой конференции. Кроме того, отсутствуют обзоры на русском языке, что и побудило нас составить настоящий обзор.

Перечислим обозначения, которых мы будем придерживаться на протяжении всей статьи. Большинство из них являются общепринятыми.

Наряду с обычной частотой ν используется безразмерная $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$, где ν_0 — центральная частота, $\Delta\nu_D$ — доплеровская ширина линии. Через n_1 и n_2 обозначаются концентрации атомов в нижнем и верхнем состояниях рассматриваемой линии, через g_1 и g_2 статистические веса этих состояний. Эйнштейновские коэффициенты обозначаются A_{21} , B_{21} и B_{12} , коэффициенты вероятностей ударных переходов (с включением концентрации электронов) C_{21} и C_{12} .

Коэффициент поглощения в линии в системе атома $f(x)$ нормируется так, что интеграл от него по всем x равен 1. Макроскопический коэффициент поглощения в расчете на один поглощающий атом представляется в виде $k(\nu) = k(\nu_0) \Phi(x)/A = h\nu_0 B_{12} \Phi(x)/4\pi\Delta\nu_D$, где

$$\Phi(x) = \int f(x - n\nu) F_1(\nu) d^3\nu \quad (1)$$

— профиль, усредненный по распределению поглощающих атомов по скоростям ν , измеряемым в единицах тепловой (наивероятнейшей) скорости атомов $\nu_t = (2kT_k/M)^{1/2}$ (T_k — кинетическая температура, M — масса атома), $A = \Phi(0)$, n — направление распространения фотона. Обычно принимается максвелловское распределение $F_1(\nu) = \pi^{-3/2} \exp(-\nu^2)$.

Используется средняя по линии оптическая глубина τ , в однородной среде $\tau = \tau_0/A$, где τ_0 — глубина в центре линии; $T = T_0/A$ — оптическая толщина среды. Поглощение в континууме характеризуется коэффициентом k_c , не зависящим от частоты в пределах линии, и отношением $\beta = Ak_c/k(\nu_0)n_1 = A\beta_0$. Другие обозначения поясняются по мере их появления.

2. *Функции перераспределения.* 1) *Общие соотношения.* Прекрасные обзоры по функциям перераспределения (ФП) с выводом формул имеют-

ся в работе Хаммера [7], книгах [4, 5]. Здесь мы дадим краткую сводку с добавлением результатов, не вошедших в эти работы.

Обозначим через $r(x, x')$ ФП в системе координат, связанной с атомом. Здесь x — частота фотона после рассеяния, x' — до рассеяния. Величина $r(x, x') dx$ есть вероятность того, что фотон частоты x' поглотится и после переизлучения будет иметь частоту от x до $x + dx$, так что интеграл по всем x равен $f(x')$. ФП в системе, связанной с газом, получается усреднением по распределению поглощающих атомов по скоростям, которое чаще всего считается максвелловским:

$$R(x, x', \gamma) = \int r(x - n\nu, x' - n'\nu) F_1(\nu) d^3\nu. \quad (2)$$

Здесь n и n' — орты направлений импульсов фотонов с частотами x и x' (то есть после и до рассеяния), γ — угол рассеяния, $\cos \gamma = nn'$.

В предположении, что рассеяние в системе атома изотропно, усреднение $R(x, x', \gamma)$ по углу рассеяния γ дает ФП $R_A(x, x')$. Если считать, что рассеяние дипольное с индикатрисой $\chi(\gamma) = \chi_D(\gamma) = 3(1 + \cos^2 \gamma)/4$ (вместо $\chi(\gamma) = 1$ при изотропном рассеянии), то в результате усреднения произведения индикатрисы и $R(x, x', \gamma)$ получится функция, обозначаемая $R_B(x, x')$. Очевидно, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') dx = \Phi(x'). \quad (3)$$

Равенства $r(x, x') = r(x', x)$ и $R(x, x', \gamma) = R(x', x, \gamma)$ выражают свойство обратимости оптических явлений. Закон ППЧ есть $\Phi(x)\Phi(x')$. Рассмотрим теперь частные случаи ФП.

2) ФП при радиативном расширении линии. Приведем общепринятую классификацию ФП [7, 11].

а. Бесконечно узкая линия и монохроматическое рассеяние (или полное перераспределение, что здесь равносильно) в системе атома. Тогда $f(x) = \delta(x)$, $r(x, x') = \delta(x - x')f(x') = f(x)f(x')$, $\Phi(x) = \pi^{-1/2} \exp(-x^2)$ (доплеровский профиль),

$$R_I(x, x', \gamma) = (1/\pi \sin \gamma) \exp[-(x^2 + x'^2 - 2xx' \cos \gamma)/\sin^2 \gamma]. \quad (4)$$

Формулу (4) получил Томас [12], выражение для $R_{IA}(x, x')$ — Унно [13], для $R_{IB}(x, x')$ — Филд [14].

В [15] R_I представлена разложением

$$R_I(x, x', \gamma) = \sum_{n=0}^{\infty} \cos^n \gamma z_n(x) z_n(x'), \quad (5)$$

где $a_n(x) = \exp(-x^2) H_n(x) (2^n n!)^{-1/2}$, $H_n(x)$ — многочлены Эрмита. Степени $\cos \gamma$ можно разложить по многочленам Лежандра $P_n(\cos \gamma)$, тогда получится

$$R_1(x, x', \gamma) = \sum_{n=0}^{\infty} (n+1/2) P_n(\cos \gamma) R_n(x, x'). \quad (6)$$

Можно применить теорему сложения для P_n и представить R_1 в виде ряда по $\cos m\varphi$, где $m = 0, 1, 2, \dots$, φ — азимут, и присоединенным функциям Лежандра. Такое разложение путем преобразования R_1 по Фурье по двум переменным x и x' получено в [16], причем там показано, что

$$\begin{aligned} R_n(x, x') &= 2\pi^{-1/2} \int_{x_m}^{\infty} e^{-y^2} P_n(x/y) P_n(x'/y) dy = \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\Gamma(n/2 + m + 1/2) \Gamma(n/2 + m + 1)}{m! \Gamma(n + m + 3/2)} a_{n+2m}(x) a_{n+2m}(x'), \end{aligned} \quad (7)$$

где $x_m = \max(|x|, |x'|)$. Разложение $R_{IA}(x, x') = R_0(x, x')/2$ было получено в [17]. С помощью этого разложения в работе [18] показано, что последовательные свертки этой функции быстро сходятся к $a_0(x) a_0(x') = \Phi(x) \Phi(x')$, то есть к закону ППЧ.

б. Профиль затухания и монохроматическое рассеяние в системе атома, то есть $f(x) = f_L(x, a) = (a/\pi) (x^2 + a^2)^{-1}$, $r_{II}(x, x') = \delta(x - x') f(x')$, $\Phi(x) = U(a, x)$ — функция Фойгта. Тогда $R_{II}(x, x', \gamma) = (1/\pi^{1/2} \sin \gamma) \exp[-u^2/\sin^2(\gamma/2)] U(a/\cos(\gamma/2), s/\cos(\gamma/2))$, (8)

где $u = (x - x')/2$, $s = (x + x')/2$. Выражение (8) получено В. Г. Левичем [19] и Хеньи [20]. Из него получается найденная в [21] и [22] непосредственно

$$R_{IIA}(x, x') = \pi^{-3/2} \int_0^{\infty} e^{-(y+|a|)^2} dy \left[\operatorname{arctg} \frac{s+y}{a} - \operatorname{arctg} \frac{s-y}{a} \right]. \quad (9)$$

А. Г. Никогосян [23], исходя из установленной им связи R_{II} с R_1 ,

$$R_{II}(x, x', \gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} f_L(t, a) R_1(x+t, x'+t, \gamma) dt, \quad (10)$$

разложил $R_{II}(x, x', \gamma)$ по степеням $\cos \gamma$, а коэффициенты выразил через функции $\alpha_n(x)$ и

$$\alpha_n(x, a) = \int_{-\infty}^{\infty} f_L(t, a) \alpha_n(x+t) dt = (-1)^n (2^n n!)^{-1/2} \frac{d^n U(a, x)}{dx^n}. \quad (11)$$

Функции $\alpha_n(x, a)$ изучались рядом авторов (см., например, [7, 24]).

В [25] $R_{IIA}(x, x')$ разложена в ряд по степеням фойгтовского параметра a . Процедуры численного расчета R_{IIA} предложены в работах [26, 27]. Авторы [28] для расчета R_{IIA} применили кубические сплайны отдельно в ядре и крыле линии. В их работе даны также матрицы коэффициентов для вычисления интегралов, содержащих R_{IIA} . Выражение для $R_{IIB}(x, x')$ получено в [7].

в. Дисперсионный профиль и полное перераспределение в системе атома: $f(x) = f_L(x, a)$, $r_{III}(x, x') = f(x)f(x')$, $\Phi(x) = U(a, x)$. Этот случай впервые рассмотрен в [7]. Там получены

$$R_{III}(x, x', \gamma) = \frac{a}{\pi^{3/2} \sin \gamma} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(y-x)^2 + a^2} U\left(\frac{a}{\sin \gamma}, \frac{x'}{\sin \gamma} - \frac{y}{\operatorname{tg} \gamma}\right), \quad (12)$$

усредненная ФП

$$R_{IIIA}(x, x') = \pi^{-5/2} \int_0^{\infty} e^{-y^2} dy \left| \operatorname{arctg} \frac{x+y}{a} - \operatorname{arctg} \frac{x-y}{a} \right| \times \\ \times \left| \operatorname{arctg} \frac{x'+y}{a} - \operatorname{arctg} \frac{x'-y}{a} \right| \quad (13)$$

и разложение $R_{IIIA}(x, x')$ по $\alpha_n(x, a)$. В [23] R_{III} выражена через R_I и найдено разложение R_{III} :

$$R_{III}(x, x', \gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} f_L(t, a) dt \int_{-\infty}^{\infty} f_L(t', a) dt' R_I(x+t, x'+t', \gamma) = \\ = \sum_{n=0}^{\infty} \cos^n \gamma \alpha_n(x, a) \alpha_n(x'; a). \quad (14)$$

Методы вычисления R_{III} предлагаются в [27, 29–31].

г. Оба уровня не бесконечно тонкие. Пусть ширина нижнего γ_1 , верхнего γ_2 . Таким образом, эта ФП относится и к субординатным линиям. Здесь ширина линии $a = \gamma_1 + \gamma_2$, $\Phi(x) = U(a, x)$ (в [32] ошибочно утверждается, что $\Phi(x)$ другая). ФП в системе атома

$$r_v(x, x') = (\gamma_1/a)^2 f_L(x, a) f_L(x', a) [(2\gamma_2\pi/\gamma_1)(a + \gamma_1) f_L(x' - x, 2\gamma_1) + 1] + (\gamma_2/2a) f_L(x' - x, 2\gamma_1) [f_L(x, a) + f_L(x', a)], \quad (15)$$

Простой вывод этой функции, основанный на соотношении детального баланса, имеется в [33], а также в книге [34]. Ее вывод приведен также в [35, 11]. Хаммер [7] в качестве r_v принял другую ФП, r_{IV} , несимметричную относительно аргументов x и x' . Авторы [36] показали, что правильной ФП является (15). Во втором издании книги [4] приводится r_v вида (15) и излагается история вопроса. Выражения для R_{VA} получены в работах [31] и [11]. В [11] даны соотношения, связывающие r_v и R_v с другими ФП.

ФП r_v является наиболее общей, все остальные — ее частные случаи [37]. Действительно, при $\gamma_1 = 0$ она переходит в r_{II} , при $\gamma_2 = 0$ — в r_{III} , при $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$ в r_I . То же верно и для ФП R . При $\gamma_1 \ll \gamma_2$ первое слагаемое в (15) можно отбросить, второе обозначим r_v^0 ; для вычисления соответствующих ФП R_{VA} и R_{VA}^0 можно применять методы, предложенные в [29, 31, 11, 27].

Обзор и оценка методов расчета ФП дается в [38].

3) *Перераспределение под действием столкновений.* Хотя приведенные выше ФП использовались и тогда, когда столкновениями пренебрегать нельзя, строго говоря, это незаконно, так как эти ФП учитывают лишь затухание вследствие излучения. Учет столкновений сильно усложняет ФП.

Первое строгое рассмотрение перераспределения фотонов при рассеянии в линии под действием столкновений проведено в статье [36]. Авторы [36] с помощью аппарата квантовой электродинамики и квантовой статистики в ударном приближении получили выражение для ФП с учетом неупругих и упругих столкновений $r_c(x, x')$ в виде комбинации дисперсионных профилей со сдвигами по частоте. При пренебрежении ударными процессами их r_c переходит в r_v . В дальнейшем [39, 40] было показано, что эти авторы при выводе r_c некорректно учитывали неупругие удары, и их вывод об отсутствии перераспределения по частоте за счет тушащих ударов неправилен. В [40] при радиационной ширине $\gamma_1 = 0$ и отсутствии ударного расширения нижнего уровня линии найдено

$$r_c(x, x') = [(1 - b)\delta(x - x') + bf_L(x - \Delta, a)] f_L'(x' - \Delta, a). \quad (16)$$

При этом получены общие выражения для сдвига Δ и ширины линии $\alpha = \gamma_2 + \gamma_1 + \gamma_E$, где γ_1 и γ_E — ширины верхнего уровня вследствие неупругих и упругих ударов. Величина b зависит от того, с какими уровнями возможны столкновительные взаимодействия. Если нижний уровень также расширен, то ФП получается гораздо сложнее. В [41] показано, что столкновения приводят к тому, что угловая зависимость рассеяния становится не обязательно дипольной. Аналогичные результаты получены в [42].

Попытки вывести ФП под действием столкновений предпринимались давно (см. [43—46]). Однако лишь современные работы могут претендовать на строгость.

После усреднения (16) по максвелловскому распределению скоростей получается ФП $(1 - b)R_{II} + bR_{III}$, причем R_{II} и R_{III} берутся со сдвигами. Таким образом, введенная в [7] ФП R_{III} здесь нашла применение.

В работе [47] сделана попытка вывести общее выражение для ФП в рамках единой теории, совместно учитывающей ударное и квазистатическое уширение, с помощью некоторых эвристических соображений. Выражение это очень сложное и только в частном случае, когда уширением нижнего уровня всех типов можно пренебречь, получается функций вида (16), где лоренцевские профили заменены штарковскими, рассчитанными согласно той же единой теории [48].

Продолжением работ [40] и [47] является серия статей [49, 50], где развита общая теория ФП в рамках единой теории расширения линии ионами и электронами с учетом возможного вырождения уровней и перекрытия линий, а также поляризации фотонов и всех существенных при рассеянии виртуальных процессов. В работе [51] рассмотрено перераспределение в линии L_α в условиях солнечной хромосферы. Для ФП дан ряд приближенных выражений для случаев, когда x (или x') соответствуют крылу линии, ФП усредняется по углам в системе атома и др. В [52] усреднены по распределению скоростей поглощающих атомов и углам ФП из [39]. Усредненная по углу ФП в виде линейной комбинации $R_{III}(x, x') - U(a, x)U(a, x')$ и $R_{IIA} - R_{IIA}$ получена в [53] для случая, когда вырождение может быть только по магнитному квантовому числу.

В работе Хейнца и Губенго [42] отмечено, что разрушение и заселение уровней за счет неупругих ударов в астрофизических исследованиях учитываются путем введения вероятности выживания фотона и соответствующих слагаемых в уравнениях стационарности. Поэтому они взяли в качестве ФП при столкновениях полученную в [36] только для упругих столкновений (в ударном приближении) и выразили ее через бесстолкно-

вительные ФП: $r_c = (1 - b)r_v + br_{III}$, где частоты ФП берутся со смещениями, а параметры их содержат столкновительные ширины.

В заключение этого пункта упомянем еще одну ФП r_c . М. М. Баско [54] показал, что у ионов с большим зарядом ядра Z столкновения не вызывают дополнительного уширения профиля, но влияют на перераспределение по частоте, так как ширина за счет самого существенного механизма ударного расширения — эффекта Штарка — пропорциональна Z^{-5} , а радиационная ширина Z^2 . Столкновения ограничивают длительность процесса рассеяния, при этом ФП имеет вид второго слагаемого в (15), то есть r_v^0 , где γ_1 заменено на $\gamma_p/2$ — ширину вследствие столкновений с протонами, и $\gamma_p \ll a$.

Вопрос о перераспределении по частотам под действием столкновений подробно рассмотрен в обзоре [55].

4) *Эффект отдачи. Другие ФП.* Все указанные ФП не отражают отдачи, то есть уменьшения частоты фотона за счет перехода его энергии в кинетическую энергию движущегося атома (аналогично комптоновскому сдвигу). Впервые отдача была принята во внимание в [14]. В [56] качественно показано, что отдачу следует учитывать при оптических толщинах среды $T > 5.6 \cdot 10^{10}$. В [57] выведено нестационарное уравнение диффузии фотонов с учетом отдачи при перераспределении, соответствующем R_{II} , и показано, что отдача сказывается на временах $t > \Phi(0)(h\nu_0)^4 / (2kT_k Mc^2)^2 a n_1 k(\nu_0)$. Для линии L_α это отвечает оптической толщине облака водородной плазмы $T \sim 10^{14}$.

Отметим еще ряд ФП, введшихся разными авторами. ФП R^X с учетом переброски фотонов из одной линии из набора линий с общим верхним уровнем в другую (cross redistribution) получена в [58].

В [26] для случаев I, II и III выведены ФП в предположении, что коэффициент поглощения $f(x')$ и условная вероятность переизлучения $r(x, x')/f(x')$ независимо усредняются по максвелловским распределениям атомов соответственно в основном и возбужденном состояниях, а ФП затем получается как произведение результатов усреднения. Неудовлетворительность этих ФП отмечалась в [6]. Заметим, впрочем, что в работе [26] имеется сводка свойств R_I , R_{II} и R_{III} и методов их расчета.

В работе [59] введены ФП, получающиеся усреднением $r(x - n\nu, x' - n'\nu')$ по скоростям атомов при поглощении ν и при излучении ν' фотона с весовой функцией $W(\nu, \nu')$. Рассмотрено два вида корреляции скоростей: полная, когда $W(\nu, \nu') = \delta(\nu - \nu') \pi^{-3/2} \exp(-\nu^2)$ и дело сводится к (2), и отсутствие корреляции $W(\nu, \nu') = \pi^{-3} \exp(-\nu^2 - \nu'^2)$. Тогда в случаях I и III получается ППЧ, а в

случае II—ФП $R_{II}(x, x', \pi/2)$, обладающая свойствами, близкими к R_{IIA} .

В работе [37] рассмотрен общий двухфотонный процесс переходов между тремя уровнями, расширенными затуханием вследствие излучения и упругих столкновений. Относительное расположение уровней произвольно. Соответствующие вероятности переходов в атоме, зависящие от частот двух фотонов, выражены через одну функцию. В нее входят ширины всех трех уровней. Если начальный и конечный уровни совпадают и лежат ниже промежуточного, то получается обычная ФП. В работах [60, 61] дано обобщение такого подхода на случай, когда общее число переходов, вовлеченных в процесс, больше двух.

Еще один вариант ФП получен в [62], где считается, что газ состоит из турбулентных элементов, причем в каждом из них происходит ППЧ, а скорости их распределены по Максвеллу.

5) *Приближенные представления ФП.* Наряду с точными формулами и разложениями для ФП часто используются различные асимптотические и приближенные выражения, справедливые, как правило, в крыле линии.

Для $R_I(x, x', \gamma)$ при $|x|, |x'| \rightarrow \infty$, $|x/x'| \sim 1$ получено представление [63]

$$R_I(x, x', \gamma) \sim R_{IA}^{as}(x, x') \delta(1 - \cos \gamma \cdot \text{sign}(xx')), \quad (17)$$

где $R_{IA}^{as}(x, x') \sim (2\pi^{1/2}x_M)^{-1} \exp(-x_M^2)$ — асимптотика R_{IA} [21]. Асимптотика R^{IB} больше R_{IA}^{as} на множитель $3/2$.

Для R_{II} известно несколько разных асимптотических формул. При $a \ll 1$ и $|s| \geq 1$ в (54) найдено

$$R_{IIA}(x, x') \sim R_{IA}(x, x') + R_a(x, x'), \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} R_a(x, x') &\sim \frac{2a}{\pi^{3/2}s^2} \int_0^{|s|} e^{-(y+|u|)^2} y dy \sim \\ &\sim \frac{a}{\pi^{3/2}s^2} \left[e^{-u^2} - 2|u| \int_{|a|}^{\infty} e^{-y^2} dy \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь второе равенство верно при $|s| \gg 1$ [21]. При $|x|, |x'| < x_D$, где $\lambda_D^2 \exp(-x_D^2) = a\pi^{-1/2}$, вместо R_{IIA} можно брать R_{IA} , а при $|x|, |x'| > x_D$ — функцию R_a (так же, как профиль Фойгта, можно заменять доплеровским и лоренцевским профилями). При больших x, x' и $|u| \rightarrow \infty$ функция R_a убывает экспоненциально. Поэтому, если $|x| \gg 1$, то возможна следующая замена:

$$\int_{-\infty}^{\infty} R_{IIA}(x, x') J(x') dx' \sim \frac{a}{\pi x^2} J(x) + \frac{a}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^2} \frac{\partial J}{\partial x} \right), \quad (20)$$

а впервые использованная Харрингтоном [64], хотя идея имеется еще в [65].

Приближенная форма

$$R_{IIA}(x, x') = b(x) U(a, x) \delta(x - x') + [1 - a(x, x')] U(a, x) U(a, x') \quad (21)$$

предложена в [66] Джеффрисом и Уайтом, причем они принимали $b(x) = a(x, x') = a(x)$. В таком виде формула (21) подверглась критике в [67], где предложено взять $a(x, x') = a(x) = 1 - \exp[-(x/2 - 1)^2]$ при $|x| > |x'|$, $a(x, x') = a(x')$ при $|x| < |x'|$, $a = 2$ и $b(x) =$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} a(x, x') U(a, x') dx'. \text{ Такое приближение не нарушает свойств}$$

симметрии и нормировки. Оно дает хорошее согласие с точными значениями R_{IIA} и часто используется при расчетах. В [68] отмечается, что лучше брать $a = 0.8$. Продолжают использовать и форму [66] (см., например, [69]). Представление R_{IIA} , промежуточное между (18) и (21), применялось в работе [70]: (18) при $R_a = -2a\pi^{-1} \left| 1 - 2xe^{-x} \times \right.$

$$\left. \times \int_0^x e^{y^2} dy \right| \delta(x - x'). \text{ Наконец в [71] на основе проведенных расчетов}$$

предлагается использовать формулу (18), но в выражении (19) для R_a в знаменателе заменить s на $s_+ = \max(s, 3/2 - \min(1/2, |3/2 + \lg a|) \cdot \text{sign}(3/2 + \lg a))$.

Функция $R_{III}(x, x', \gamma)$ очень близка к первому слагаемому своего разложения (14), то есть к ФП при ППЧ, а асимптотически в крыле линии совпадает с ним [72]. Поэтому часто полагают $R_{III}(x, x', \gamma) = U(a, x) U(a, x')$.

Функция $R_{VA}(x, x')/U(a, x)$ имеет два максимума [33]: при $x' = x$ и $x' = 0$. В [34] это отношение заменялось суммой двух δ -функций. Эту ФП приближали также следующим образом [63]:

$$R_{VA}(x, x') = (1/a) U(a, x) [\gamma_1 U(a, x') + \gamma_2 \delta(x - x')]. \quad (22)$$

В [73] отмечается, что хорошие результаты дает представление R_{VA} в виде (21) с добавлением у $a(x)$ и $b(x)$ множителя γ_2/a . При этом у $a(x)$ можно отбросить экспоненту, то есть считать эту функцию ступенчатой [74].

В [54] замечено, что после усреднения r_V^0 по скоростям атомов в ядре и ближнем крыле получается ФП $R_{IIA}(x, x')$ ($\gamma_1 \ll a$), а в далеком крыле, где $|u| \gg 1$, усреднение по быстро спадающей гауссиане не изменяет медленно меняющуюся функцию r_V^0 (по той же причине $U(a, x)$ асимптотически совпадает с лоренцевским профилем $f_L(x, a)$).

Наконец, в качестве ФП R_c широко используется (см., например, [4, 69]) выражение $(1-b)R_{IIA}(x, x') + bU(a, x)U(a, x')$, где $b = \gamma_E/(\gamma_R + \gamma_I + \gamma_E)$, а γ_R , γ_E и γ_I — ширины линии: радиационная, за счет упругих и неупругих ударов.

3. Уравнения переноса, их следствия и методы решения. 1) Уравнения переноса. Приведем уравнения, описывающие процесс многократного рассеяния излучения в линии при ЧПЧ в простейшем случае строго двухуровневого атома. Для простоты считаем, что ФП не зависит от направлений. Стационарное уравнение переноса для интенсивности излучения I в плоском слое имеет вид

$$\mu \frac{\partial I}{\partial z} = -k(\nu) n_1 I + \frac{h\nu_0}{4\pi\Delta\nu_D} n_2 \psi(x) [A_{21} + B_{21} I], \quad (23)$$

где z — геометрическая глубина, μ — косинус между направлением фотона l и осью z , $\psi(x)$ — профиль излучения, а второе слагаемое в квадратной скобке учитывает вынужденное излучение. Характерной чертой ЧПЧ является то, что $\psi(x)$ (эта функция может зависеть и от координат) не совпадает с профилем коэффициента поглощения $\Phi(x)$, то есть заранее не задана, а должна определяться из уравнений (см. ниже). Обозначим $q(x) = \psi(x)/\Phi(x)$.

Оптическая глубина τ с учетом вынужденного излучения, приводящего к ее уменьшению — просветлению среды, вводится равенством

$$d\tau(z, x) = k(\nu_0) dz [n_1 - n_2 g_1 q(x)/g_2]/A, \quad (24)$$

а функция источников

$$S(\tau, x) = \tau_0 q(x) / [g_2 n_1 / g_1 n_2 - q(x)]. \quad (25)$$

Тогда уравнение переноса переписывается в виде

$$\mu dI/d\tau = -\Phi(x) [I(\tau, n, x) - S(\tau, x)]. \quad (26)$$

В таком виде уравнение переноса используется всеми авторами. Его надо решать совместно с уравнением статистического равновесия

$$n_1 (B_{12} J_a + C_{12}) = n_2 (A_{21} + B_{21} J_s + C_{21}), \quad (27)$$

где $J_a = \int \Phi(x) J(x) dx$, $J_s = \int \psi(x) J(x) dx$, $J(x)$ — средняя по на-

правлениям интенсивность. Для определения профиля излучения необходимо дополнительное соотношение. Предлагалось три способа введения этой функции.

А. Способ Томаса [75] сводится к формуле

$$\psi(x) = \frac{C_{12}\Phi(x) + B_{12} \int R(x, x') J(x') dx'}{C_{12} + B_{12}J_a} \quad (28)$$

(Также определялась $\psi(x)$ в [76] с заменой в вынужденном излучении $\psi(x)$ на $\Phi(x)$). Тогда функция источников выражается через интенсивность излучения следующим образом:

$$S(\tau, x) = \lambda(x) \int R(x, x') J(x') dx' / \Phi(x) + (1 - \lambda_0) B\lambda(x) / \lambda_0, \quad (29)$$

где B — функция Планка,

$$\lambda(x) = [1/\lambda_0 + E(x)/\sigma_0]^{-1}, \quad (30)$$

$$\lambda_0 = A_{21} [A_{21} + C_{21} (1 - \exp(-h\nu_0/kT_h))]^{-1}, \quad (31)$$

$$E(x) = (C_{12}/B_{12}) [1 - q(x)] + J_* - q(x) J_a. \quad (32)$$

Легко заметить, что интеграл по x от определенной таким образом функции ψ автоматически равен 1.

Следствием (27) и (28) является уравнение

$$n_1 \left[C_{12}\Phi(x) + B_{12} \int R(x, x') J(x') dx' \right] = n_2 \psi(x) [A_{21} + B_{21}J_* + C_{21}]. \quad (33)$$

Здесь мы не отмечаем зависимости $J(x)$, $\psi(x)$, $q(x)$, $\lambda(x)$ и $E(x)$ от глубины. В общем случае, когда ФП не усреднена по углам, интеграл в (33) заменяется на тройной $\int R(x, x', \gamma) I(\tau, n, x') dx' d^2n/4\pi$,

а величины ψ , q , λ и E зависят и от направления. При ППЧ $R(x, x') = \Phi(x)\Phi(x')$, тогда $\psi(x) = \Phi(x)$, $q(x) = 1$, $E(x) = 0$, $\lambda = \lambda_0$, τ и S не зависят от частоты и направления. Схема итеративного расчета $\psi(x)$ для двухуровневого атома с континуумом предложена в [77].

Б. Другое определение ψ дал Оксиниус [78]. Он учитывал возможное отличие распределения возбужденных атомов по скоростям $F_2(v)$ от максвелловского. Функция $\psi(x)$ определяется как усредненный по F_2 профиль излучения в системе атома (зависимость от n , как и выше, опускаем)

$$\psi(x) = \int F_2(v) \psi(x, v) d^3v, \text{ где}$$

$$\psi(x, v) = \int \frac{d^2 n}{4\pi} \frac{C_{12} f(x - nv) + B_{12} \int r(x - nv, x' - n'v) J(x') dx' d^2 n' / 4\pi}{C_{12} + B_{12} \int f(x' - n'v) J(x') dx' d^2 n' / 4\pi}. \quad (34)$$

Из (34) следует, как отмечено в [78], что при ППЧ в системе атома $r(x, x') = f(x)f(x')$ и $F_2(v)$ максвелловской получается $\psi = \Phi$, то есть ППЧ в системе, связанной с газом. Для функции $F_2(v)$ в стационарном случае получается уравнение

$$\begin{aligned} n_1 F_1(v) \left[C_{12} + B_{12} \int f(x - nv) J(x) dx d^2 n / 4\pi \right] = \\ = n_2 F_2(v) \left[C_{21} + A_{21} + B_{21} \int \psi(x, v) J(x) dx \right]. \end{aligned} \quad (35)$$

Если (35) проинтегрировать по скоростям, то придем к (27). Более подробно, с учетом зависимости ψ от направления импульса фотона и для вырожденных уровней, этот вопрос рассмотрен в [79]. Кинетическое уравнение для $F_2(v)$ с учетом изменения коэффициентов за счет отличия F_2 от максвелловского распределения приведено в [80]. В [81] оценивается влияние диффузии возбужденных двухуровневых атомов на поле излучения в линии при ФП R_{IA} , которое в принципе может быть заметным. Кинетические уравнения для распределений по скоростям многоуровневых атомов в различных состояниях составлены в [60].

Расчеты функций $F_2(v)$ пока не проводились. В [18] показано, что после первого возбуждения атомов при ФП R_{IA} монохроматическим излучением с частотой x_0 в пределах линии (приведены графики для $x_0 = 0$ и 1) создается распределение атомов по скоростям, далекое от максвелловского. Однако оно быстро релаксирует с ростом числа рассеяний N к максвелловскому, так что уже при $N = 2$ различия малы.

В. Третье определение ψ использовали Михалас и его сотрудники [4, 82, 83]. Исходя из того, что $n_2 \psi(x) dx$ — число возбужденных атомов, излучающих фотоны с частотами от x до $x + dx$, они составили уравнение статистического равновесия

$$\begin{aligned} n_1 \left[C_{12} \Phi(x) + B_{12} \int R(x, x') J(x') dx' \right] = \\ = n_2 \psi(x) [C_{21} + A_{21} + B_{21} J(x)], \end{aligned} \quad (36)$$

которое служит определением $\psi(x)$. К такому же уравнению пришли авто-

ры [84]. Уравнение (36) не обеспечивает нормировки $\psi(x)$ и его нужно было решать вместе с (27).

Впоследствии в работе [85] было признано, что этот способ определения $\psi(x)$ некорректен, хотя во многих случаях различия в окончательных результатах, полученные при принятии определений А и В, невелики. Те же выводы сделаны в [79]. В [55, 86] отмечается, что для непротиворечивой формулировки уравнения переноса и уравнения статистического равновесия уровня профиль вынужденного излучения в них приходится брать в разных формах.

При проведении расчетов в большинстве работ вынужденное излучение трактуется как отрицательное поглощение, то есть профиль $\psi(x)$ заменяется для слагаемого $B_{21}I$ в скобках в (23) на $\Phi(x)$. Тогда определяемая равенством (24) оптическая глубина τ перестает зависеть от частоты, поскольку $q(x)$ в (24), как и в знаменателе функции источников (25), заменяется на 1. Такое предположение сильно облегчает расчет поля излучения в линии. Доводы в его пользу приведены в [55, 77, 87]. Количественное обоснование этому допущению дано в [88].

Очевидно, что учет вынужденного излучения делает задачу нелинейной, ибо шкала оптических глубин, а следовательно, и оптическая толщина и ход изменения мощности источников с τ , как и величины $\lambda(x)$, $q(x)$ и т. д., зависят от неизвестного заранее поля излучения.

В [89] показано, что как и при ППЧ, нелинейная задача о расчете поля излучения в однородной плоской среде при трактовке вынужденного излучения как отрицательного поглощения сводится к линейной.

Для полноты заметим, что интегральное уравнение для излучательной способности атома (с определенной скоростью), зависящей также от частоты и глубины в плоском слое, приведено без вывода в работе [90] для ФП $R_{II}(x, x', \tau)$ без учета вынужденных процессов.

2) *Баланс энергии.* Рассмотрим теперь другую ситуацию, когда учитываются поглощение и излучение в континууме и зависимость ФП от углов, но не учитываются вынужденные процессы. Тогда уравнение переноса излучения имеет вид

$$\mu dI/d\tau = - [\Phi(x) + \beta] I(\tau, n, x) + \Phi(x) S(\tau, n, x). \quad (37)$$

Функция источников S определяется формулой (25), где в знаменателе отброшен член с $q(x)$, и связывается с интенсивностью следующим образом ($\cos \gamma = n \cdot n'$):

$$S(\tau, n, x) = S_0(\tau, n, x) + (\lambda/4\pi\Phi(x)) \int dx' \int d^2n' R(x, x', \tau) I(\tau, n', x'). \quad (38)$$

Справедливость предположений, приводящих к уравнению (38), обсуждалась в [6, 53, 91].

Пусть границам плоского слоя соответствуют оптические глубины 0 и $T > 0$, причем на эти границы диффузное излучение не падает, а возможные внешние источники включены в S_0 . Тогда граничными условиями для интенсивности будут $I(0, n, x) = 0$ при $\mu > 0$ и $I(T, n, x) = 0$ при $\mu < 0$.

Из уравнений (37) и (38) можно получить одно интегральное уравнение для функции источников

$$S(\tau, n, x) = S_0(\tau, n, x) + \frac{\lambda}{4\pi} \int dx' \int d^2n' \int_0^T dz' \Phi(x') \times \\ \times S(\tau', n', x') R(x, x', \tau) \exp[-|\tau - \tau'|(\Phi(x') + \beta)] / |\mu'| / |\mu| \Phi(x). \quad (39)$$

Если S_0 не зависит от n , а ФП заменена на усредненную по углам, то уравнение получается несколько проще

$$S(\tau, x) = S_0(\tau, x) + \frac{\lambda}{2} \int dx' \int_0^T dz' \Phi(x') \times \\ \times S(\tau', x') R(x, x') E_1(|\tau - \tau'|[\Phi(x') + \beta]) / \Phi(x). \quad (40)$$

Введем следующие величины: E_0 — полная энергия, излучаемая первичными источниками (за единицу времени в столбе единичного сечения) в плоском слое, E_R — полная энергия, излучаемая в слое, с включением накопленной при многократных рассеяниях, E_L — энергия фотонов, гибнущих в линии, то есть непереизлучающихся, превращающихся в тепло, E_c — энергия, поглощаемая в континууме при пролете фотонов вне рассеяния, наконец, E_e — выходящая из слоя энергия. Эти величины равны четырехкратным интегралам: по τ от 0 до T , по x от $-\infty$ до $+\infty$ и по направлениям n соответственно от произведений $\Phi(x)S_0$, $\Phi(x)S$, $(1-\lambda)\Phi(x)I$, βI и $\mu dl/d\tau$. Из (39) следует, что $E_R = E_0 + \lambda E_L / (1-\lambda)$, а из уравнения переноса вытекает уравнение энергетического баланса $E_0 = E_L + E_c + E_e$. Введенные величины понадобятся нам в дальнейшем.

3) *Принципы инвариантности.* Эти принципы, иначе называемые методом сложения слоев, были введены в теорию В. А. Амбарцумяном и развиты Чандрасекаром (см. [1, 2]). Принципы инвариантности часто используются вместе с вероятностным методом Соболева, придающим многим соотношениям, в том числе и основному интегральному уравнению для

функции источников (39), вероятностный смысл [1]. Эти методы обладают большой общностью и применимы ко многим задачам теории, в особенности к линейным, и в частности, к задачам образования линий при ЧПЧ.

Уравнения для вероятности выхода фотона, коэффициентов отражения и пропускания одномерной средой (двухпотокное приближение) при произвольной ФП $R(x, x')$ получил В. В. Соболев [92]. Системы интегродифференциальных (с производными по оптической толщине) уравнений для функций отражения и пропускания плоским слоем также при любой ФП $R(x, x', \gamma)$ выведены в [93].

Широко применялись принципы инвариантности и вероятностные соображения бюраканскими астрофизиками. Ими получены различного вида уравнения для вероятности выхода фотона из среды, коэффициентов отражения и пропускания, а также функций Грина [94—100].

Большое место в работах бюраканских теоретиков [94, 95, 97] заняло разделение переменных у искомым функций, сведение их к функциям меньшего числа аргументов.

Все эти результаты справедливы при общих ФП (фактически для R_I и R_{III}), но только для однородных сред, то есть при постоянных параметрах $\Delta\gamma_D$, α , λ и β .

4) Численные методы. Методы численного решения задач теории переноса, в том числе и пригодные для расчета образования линий при ЧПЧ, излагаются в обзоре [101], книгах [4, 5]. Поэтому здесь мы эти методы лишь упомянем.

Для задач с ЧПЧ применялись модификации метода дискретных ординат [13, 102, 12, 103, 4]. Усовершенствованная формулировка дана в [104]. В [91] решения разлагались по многочленам Чебышева.

Методы, основанные на уравнениях — следствиях принципов инвариантности — применялись бюраканской школой [94, 105—107].

Методы, о которых говорилось до сих пор, применимы только к однородным средам. Дальше отметим более общие методы.

Широко применялся для расчетов полей излучения при ЧПЧ метод Фотрие. Наряду с обычной его формулировкой применялась модификация Рыбицкого (см., например, [74]), а также этот метод в комбинации с переменными эддингтоновскими множителями (обо всем этом см. книгу Михаласа [4]).

Эффективным оказался метод возмущений, предложенный в [108]. ФП представляется в виде $R(x, x', \gamma) = \Phi(x)\Phi(x') + [R(x, x', \gamma) - \Phi(x)\Phi(x')]$ и второе слагаемое рассматривается как возмущение. Уравнения решаются итерациями, причем на каждом шаге надо решать уравнения того же вида, что и при ППЧ. Метод насыщения в ядре приспособлен для задач с ЧПЧ в [109]. В последнее время становится популярным эф-

Фективный метод Шармера, являющийся комбинацией методов насыщения и ядре и возмущений. Особенно он выгоден при решении м. огууровенных задач [110].

При расчетах с учетом вынужденного излучения и решении многоуровневных задач производится полная линеаризация уравнений [84, 111, 112]. Улучшенная формулировка метода полной линеаризации для многоуровневных задач дана в [68]. Схема расчета полей излучения в линиях многоуровневной системы на основе метода эквивалентных двухуровневных атомов предложена в [113]. Большое число расчетов выполнено методом Монте Карло. Моделирование ФП $R_{I, II, III}$ дано в работе [114], а $R_{I, II, III}$ в [115, 116]. Авторы каждой работы дают свой вариант моделирования [117, 118]. Особенно удобно применять метод Монте Карло для расчета глобальных (интегральных) характеристик, таких, как среднее число рассеяний и пр. [117]. В [119] применена комбинация метода дискретных ординат в ядре линии с методом Монте Карло в крыле при $x > 2$.

О методах решения более сложных задач см. раздел 6.

4. Поля излучения. Модельные задачи. 1) Расчеты для однородных сред. Для исследования характерных черт различных видов рассеяния при ЧПЧ производились расчеты полей излучения и функций источников в линии в однородных (с постоянными параметрами) плоскопараллельных средах. В табл. 1 приведена сводка сведений о таких расчетах, расположенных в хронологическом порядке. В таблице приняты следующие сокращения: методы МК — Монте Карло, ДО — дискретных ординат, Чебышев — разложения по многочленам Чебышева, 1 итер. — одна итерация решения при ППЧ, инт. ур. — прямая дискретизация основного интегрального уравнения. В № 10 ФП R_I и R_{II} умножались на индикатрису Рэля $3(1 + \cos^2 \gamma)/4$. В № 1, 8, 9, 14, 17 и 24 расчет производился для одномерной среды (рассеяние вперед-назад). Значения β_0 и T_0 приведены в соответствующих столбцах в скобках. Источники $\delta(\tau)$ означают внешнее облучение среды, в скобках в этом столбце даны $S_0\Phi(x)$, что отвечает источникам в непрерывном спектре.

Почти все расчеты произведены после создания быстродействующих ЭВМ. До этого были получены некоторые приближенные решения, не указанные в таблице (например, [17, 120]). Однако они давали лишь приблизительное представление о рассеянии с ЧПЧ.

Наиболее подробные расчеты функций источников и выходящего излучения, результаты которых воспроизводятся и обсуждаются в книгах [4, 5], провел Хаммер [103]. Различие между результатами для R_{IA} и R_{IV} согласно [103] максимально в крыле, где доходит до 40%, а обычно

Таблица 1

СВОДКА РАСЧЕТОВ ЧПЧ ДЛЯ ОДНОРОДНЫХ СРЕД

№	Год	α	$1-\lambda$	β (β_0)	ФП	$T(T_0)$	$S_0(S_0\Phi)$	Метод	Литература
1	1955	0	0	0	$R_{I,A}$	(10)	1, одномерн.	Инт. ур.	[22]
2	1964	0	0	0	$R_I, R_{I,A}$	$(10^n), n = -1(1)3$	1	Чебышев	[91]
3	1967	10^{-3}	10^{-6}	0	$R_{III,A}$	∞	1	1 итер.	[72]
4	1968	10^{-2}	0	0	$R_{II,A}$	$(2 \cdot 10^n), n = 3, 4, 5, 6$	$(\delta(\tau_0 - T_0/2))$	МК+	[119]
		$4.3 \cdot 10^{-4}$	0	0	$R_{II,A}$	$(2 \cdot 10^3, 2 \cdot 10^4)$	$(\delta(\tau_0 - T_0/2))$	+ДО	
5	1969	0	10^{-4}	0	$R_{I,A}, R_{I,B}$	$10, 10^2, 10^4, \infty$	1	ДО	[103]
		10^{-3}	10^{-4}	0	$R_{II,A}$	$10^2, 10^4, 10^6$	1		
		10^{-2}	10^{-4}	0	$R_{II,A}$	10^4	1		
6	1970	0	0	0	R_I	$10^2, 10^3$	$(\delta(\tau)\delta(\mu-1))$	1 итер.	[90]
		$8 \cdot 10^{-4}, 10^{-3}$	0	0	R_{II}	$10^2, 10^3$	$(\delta(\tau)\delta(\mu-1))$		
7	1970	10^{-3}	10^{-4}	0	$R_{II}(x, x', \pi/2)$	∞	1	ДО	[121]
8	1972	0	0	(0.02)	$R_{I,A}$	(1, 5, 10, 15)	$(\delta(\tau))$, одномерн.	[105]	[105]
9	1975	0	0.3	0	$R_{I,A}$	∞	$(\delta(\tau))$, одномерн.	[122]	[122]
10	1976	$0, 10^{-3}$	10^{-4}	0	$R_I, R_{II}, \text{Рел.}$	$10^2, \infty$	1	Фотриэ	[123]
11	1976	10^{-3}	10^{-4}	0	$R_{III}, R_{III,A}$	$10^2, 10^3, \infty$	1	Возмущ.	[124]
12	1976	10^{-3}	$1.5 \cdot 10^{-4}$	0	$R_{II,A}$	∞	$1, \tau^{0.9}$	Фотриэ	[125]
		10^{-3}	$5 \cdot 10^{-5}$	0	$R_{II,A}$	∞	$\exp(-5 \cdot 10^{-4} \tau^{0.5})$		
13	1978	$0, 10^{-3}$	$0, 10^{-4}$	0	$R_{I,A}, R_{II,A}$	$(10^n), n = 0(1)4$	$(\delta(\tau)\delta(\mu-1))$	МК	[126]

14	1978	0	0.1, 0.3	0	R_{IA}	(2.5), ∞	$\delta(\tau)$, одномерн.	[127]	[127]
		0	0.02, 0.05	0	R_{IA}	∞	1, одномерн.		
		0	0.1, 0.2, 0.3	0	R_{IA}	∞	1, одномерн.		
15	1980	10^{-3}	0	0	R_{II}	(10^n) , $n = 0(1)6$	$\delta(\tau) \delta(\mu - 1)$	МК	[128]
16	1980	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$(10^{-9}, 5 \cdot 10^{-11})$	$(1-b)R_{IIA} + b\Phi(x)\Phi(x')$	∞ $b = 10^{-4}, 10^{-2}, 1$	1 $\exp(-m\tau_0)$	112	[129]
17	1980	0	0.01	(0.01)	R_{IA}	∞ , одномерн.	$m = 0.01, 0.1, 0.5$	[130]	[130]
18	1981	$2 \cdot 10^{-3}$	0	0	R_{II}	(10^n) , $n = -1, 0, 2, 5$	$\delta(\tau) \delta(\mu - 1) \delta(x - x_0)$ $x_0 = 0.1, 1(1)5$	МК	[131]
19	1981	10^{-3}	0	0	R_{II}, R_{IIA}	$1, 10^3, 10^4$	$1, \delta(\tau_0 - T_0/2)$	МК	[132]
20	1984	10^{-4}	10^{-4}	0	R_{IIA}	(10^3)	1	Насыщ. ядр.	[109]
21	1984	$2 \cdot 10^{-3}$	$0, 10^{-3}$	$0, 10^{-3}$	R_{IIA}, R_{IIIA}	156	1, $\delta(\tau)$	[133]	[134]
		$2 \cdot 10^{-3}$	$0, 10^{-3}$	$0, 10^{-3}$	R_{VA}	156	1, $\delta(\tau)$		
22	1984	$1.1 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	0	R_{VA}	$10^4, \infty$	1	Фотрис	[73]
		$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	0	R_{VA}	$10^4, \infty$	1		
23	1985	10^{-3}	$10^{-3}, 10^{-6}$	$0, 10^{-8}$	R_{II}	∞	1	Рыбцкое	[74]
24	1985	0	0.1	0	R_{IA}	$0.2(0.2) 1, 2.5, \infty$	$\delta(\tau)$, одномерн.	[135]	[135]
		0	0.02, 0.05, 0.1	0	R_{IA}	∞	1, одномерн.		

2—3% вычисляемой величины. Отличие от ППЧ больше. Однако, если в уравнении переноса сделать одну итерацию функций, рассчитанных при ППЧ, то получается очень хорошая точность. При $a > 0$ появляются существенные отличия: при ППЧ профиль линии в крыле приближается к планковскому значению, а при R_{II} убывает, то есть излучение в крыле заперто, там происходит монохроматическое рассеяние.

Отдельно скажем еще о ряде работ. В [106] рассмотрена одномерная задача Шустера, то есть образование линий поглощения в одномерной среде при прохождении непрерывного излучения через нее. В [136] рассматривалась задача о точечном стационарном источнике в бесконечной среде. В [96, 127] получена связь интенсивностей двух задач, в одной из которых мощность первичных источников есть производная по τ от мощности источников в другой.

Задача о свечении бесконечной среды (нижний предел по τ' в (39) и (40) равен $-\infty$, $T = \infty$) под действием стационарных равномерно распределенных источников, излучающих изотропно в непрерывном спектре, решена в [84]. Аналитические решения этой задачи для произвольной зависимости мощности источников от частоты были получены для $\lambda = 1$, $\beta > 0$ в [14], а для $\lambda < 1$, $\beta = 0$ в [138].

Проделаны также расчеты для различных случаев неоднородности среды. В [109] изучено влияние зависимости от оптической глубины величины $\Delta\nu_D$, в [125] a и S_0 , а в [74] $\epsilon = 1 - \lambda$ и S_0 (остальные величины — как в таблице под номерами соответственно 20, 12 и 23). В [139] от τ зависела величина ϵ при ФП R_{IIA} с $a = 2 \cdot 10^{-3}$, $T_0 = 10^4$, $\beta = 0$, $S_0 = 1$ и S_0 , соответствующей внешнему облучению; учитывалось также наличие ламбертовского дна. В [68] при ФП $(1-b)R_{IIA} + bR_{IIIA}$ изменялись все параметры.

2) *Нестационарное свечение бесконечной среды.* Как уже говорилось, получить точные решения уравнений переноса при ЧПЧ можно лишь в исключительных случаях. Поэтому аналитически получены асимптотики и приближенные решения, которые мы обсудили в ближайших пунктах.

Для исследования эффектов ЧПЧ, так сказать, в чистом виде рассматривалась задача о расплывании с течением времени линии в консервативной бесконечной среде при мощности источников, зависящей только от времени и частоты, но не зависящей от координат и углов. Тогда и интенсивность излучения зависит лишь от x и t и определяется уравнением

$$\partial I / \partial t = -\Phi(x) I(x, t) + \int R(x, x') I(x', t) dx' \quad (41)$$

с начальным условием $I(x, 0) = \delta(x)$. Здесь t измеряется в единицах

$t_2 = \Phi(0)/c\pi_1 k(\nu_0)$, то есть среднего времени, проводимого фотоном линии в пути между двумя последовательными рассеяниями. Другой возможный механизм задержки фотонов — время, проводимое ими в поглощенном состоянии, во внимание не принимался.

Первое точное решение задачи с ЧПЧ нашёл Филд [14] для ФП R_{IIA} :

$$I(x, t) = t \int_{|x|}^{\infty} \Phi(x') \exp(-t\Phi(x')) dx' + \exp(-t_0) \delta(x), \quad (42)$$

где $\Phi(x) = \pi^{-1/2} \exp(-x^2)$, а $t_0 = t\pi^{-1/2}$. Из (42) следуют асимптотики при больших t , приведенные в первом столбце табл. 2. Частота $x_m(t)$ разделяет области ядра и крыла линии, асимптотики $I(x, t)$ помещены во второй и третьей строчках.

Таблица 2

АСИМПТОТИКИ $x_m(t)$, $I(x, t)$, $N(t)$, $\tau(t)$ И Δ

	$1 < t_0 < \pi^{1/2} \ln(\pi/a) \cdot a$	$\ln^4(1/4a)/4a < t < 5\gamma_1/a^2$	$t > 5\gamma_1/a^2$
$x_m(t)$	$(\ln t_0)^{1/2}$	$(at)^{1/4}$	$\gamma_1 t_0^{1/2}$
$ x < x_m(t)$	$(\ln t_0)^{-1/2}/2$	$(2\pi/at)^{1/4}/\Gamma(1/4)$	$t_0^{-1/2}/4\gamma_1$
$ x > x_m(t)$	$t_0 \exp(-x^2)/2x$	$(2\pi/at)^{1/4} \exp(-\pi x^4/8at)/\Gamma(1/4)$	$\gamma_1 t_0^{1/2}/4x^2$
$N(t)$	$t/2 (\ln t)^{1/2}$	$2^{9/2} \pi^{1/4} t^{3/4}/3\Gamma(1/4) a^{1/4}$	$\pi^{1/2} (t/\gamma_1)^{1/2}/2$
$\tau(t)$	$t/\ln t$	$t^{3/4} a^{-1/4}$	$(\gamma_1/a)^{1/2} t$
$\Delta, \beta \ll 1$	$1/\beta \ln(1/\beta)$	$a^{-1/4} \beta^{-3/4}$	$(\gamma_1/a)^{1/2}/\beta$
$\Delta, \varepsilon \ll 1$	$1/\varepsilon [\ln(1/\varepsilon)]^{1/2}$	$1/\varepsilon$	$\gamma_1^{3/2} a^{-1/2} \varepsilon^{-2}$
	$2a/\pi x_D < \varepsilon$	$a^{-1/2} \gamma_1^{3/2} < \varepsilon < a/x_D^3$	$\varepsilon < a^{-1/2} \gamma_1^{3/2}$

М. М. Баско [54] получил решение (41) для ФП R_{IIA} в асимптотической области крыла линии, где справедливо соотношение (20), то есть когда (45) переходит в

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \frac{a}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{x^2} \frac{\partial I}{\partial x} \right). \quad (43)$$

Решением этого уравнения служит

$$I(x, t) = (2\pi/at)^{1/4} \exp(-\pi x^4/8at)/\Gamma(1/4). \quad (44)$$

Асимптотики $I(x, t)$ для этого случая, а также для ФП r_{II}^0 , найденные в той же работе [54], помещены во втором и третьем столбцах табл. 2.

Характерно общее свойство решений уравнения (41): наличие плоской части, протяженность которой по частоте, то есть $x_m(t)$, растет со време-

нем. Асимптотики при R_{1A} полностью совпадают с асимптотиками при доплеровском профиле и ППЧ [140], а при r_V^0 отличаются лишь на множитель $\pi^{3/4}/4$ от асимптотик для ППЧ с лоренцевским профилем [54, 141].

В работе [54] рассматривался закон перераспределения R_V^0 . Как следует из сказанного об этой ФП в разделе 1, в этом случае в ядре линии ФП близка к R_{1A} , в ближнем крыле к $R_{11A} \approx R_a$, а в далеком крыле — к неусредненной r_V^0 . Следовательно, с ростом времени расплывание линии происходит согласно столбцам табл. 2, последовательно переходя от первого к третьему. Первая и вторая области не стыкуются. В [54] рассмотрен также случай $a \gg 1$.

В [142] рассмотрена задача о нестационарном свечении бесконечной плоской однородной среды при ФП R_{1A} , но при $t_2 = 0$ (скорость света бесконечна) в предположении, что задержка фотонов происходит только за счет времени, проводимого ими в поглощенном состоянии со средним временем $t_1 \neq 0$. В работе автора [138] также для ФП R_{1A} найдено точное решение задачи об однородном свечении бесконечной среды при $t_2 = 0$, $\beta = 0$, любых λ и t_1 и произвольной зависимости источников от частоты и времени. Для вспышки (δ -образные источники) получены асимптотики интенсивности излучения в крыле линии и на больших временах после вспышки.

3) *Другие аналитические результаты.* Всего несколько работ посвящено аналитическому изучению ЧПЧ в плоских средах, что отражает трудность подобных исследований.

Харрингтон [64] для ФП R_{11A} получил в приближении Эддингтона по углу диффузионное уравнение для средней интенсивности излучения в плоском слое с помощью предложенного им приближения (20):

$$\frac{\partial^2 J}{\partial \tau^2} + \frac{3}{2} \lambda \Phi^2(x) \left(\frac{\partial^2 J}{\partial x^2} - \frac{2}{x} \frac{\partial J}{\partial x} \right) = 3\Phi^2(x) (\varepsilon J - S_0). \quad (45)$$

Здесь $\Phi(x) = U(a, x)$ слева заменялось асимптотикой в крыле $\Phi(x) \sim a/\pi x^2$, а справа $\Phi^2(x)$ заменялось на $\delta(x)$. Путем введения новой

переменной $\sigma = (2/3)^{1/2} \int_0^x dx/U(a, x)$ уравнение при $\varepsilon \ll 1$ было преоб-

разовано в

$$\frac{\partial^2 J}{\partial \sigma^2} + \frac{\partial^2 J}{\partial \sigma^2} = 6^{1/2} \delta(\sigma) (\varepsilon J - S_0) \quad (46)$$

и решено разделением переменных. Решения получены в виде рядов по с. ф.

по τ для $S_0 = 1$ и $S_0 = \delta(\tau - T/2)$. Ряды приближенно суммированы. Найдены частоты x_{\max} , где J принимает максимальное значение, получены приближенные выражения для усредненной по частоте J и для среднего числа рассеяний при $T \gg 1$. Во второй части работы [143] получены функции отражения и пропускания плоского слоя в том же приближении.

Приближенное решение задачи о свечении плоского слоя под действием вспыхивающего источника в центре слоя найдено в [142]. Там получены времена затухания для ФП $R_{I,II}$. Результаты сравниваются с экспериментом (линия λ 1048 \AA).

Ван Трингт [16] исследовал собственные числа λ_n ядра уравнения (39) при $\beta = 0$, $T \rightarrow \infty$ и ФП $R_I(x, x', \tau)$. Им показано, что главные члены асимптотик $\lambda_n \rightarrow 1$ в рассматриваемом случае и при ППЧ с доплеровским профилем совпадают.

Подробное исследование асимптотического поведения функций источников в плоской бесконечной среде (уравнение (39) с $T = \infty$ и нижним пределом в интеграле по τ' , равным $-\infty$) при почти консервативном рассеянии ($\varepsilon = 1 - \lambda \ll 1$), $\beta = 0$ и $S_0 = S_0(\tau)$ произвела Фриш [63]. Ею использованы аппарат преобразования Фурье по оптической глубине $\tilde{S}(u, x)$ и подбор зависящих от ε масштабных множителей для оптической глубины, профиля поглощения $\Phi(x)$ и других величин таким образом, чтобы в уравнениях получались конечные пределы при $\varepsilon \rightarrow 0$. При ППЧ было бы $R(x, x') = \Phi(x)\Phi(x')$ и $\tilde{S}(u) = \tilde{S}_0(u)[1 - \lambda V(u)]^{-1}$, где

$$V(u) = (1/u) \int_{-\infty}^{\infty} dx \Phi^2(x) \operatorname{arctg} u/\Phi(x), \quad (47)$$

причем если $u \rightarrow +0$, то $1 - V(u) \sim u (\ln 1/u)^{-1/2}$ при доплеровском и $1 - V(u) \sim (\tau au/2)^{1/2}$ при фойгтовском профилях. При выводе асимптотик для ЧПЧ были использованы приближенные представления ФП, приведенные в разделе 2. При ФП R_I и R_{III} удается применить метод возмущений, то есть функции источников представить в виде $S(\tau, x) = S^0(\tau) + S^1(\tau, x)$, где S^0 не зависит от x , а S^1 — поправка. Функции S^0 просто совпадают с соответствующими функциями при ППЧ с доплеровским и фойгтовским профилями, а S^1/S^0 пропорциональны $1/\ln(1/\varepsilon)$ и ε соответственно. Обсуждается зависимость S^1 от τ при ФП $R_{I,II}$. Немного сложнее обстоит дело с $R_{V,II}$, которая асимптотически (согласно формуле (22)) является комбинацией монохроматического рассеяния и ППЧ. Не зависящей от частоты в этом при-

ближении оказывается разность $S(\tau, x) - [\lambda\gamma_2 U(a, x)/2a] \int_{-\infty}^{\infty} d\tau'$
 $S(\tau', x) E_1(|\tau - \tau'| U(a, x))$. Можно найти преобразование Фурье от $S(\tau, x)$ по τ в явном виде

$$\bar{S}(u, x) = \bar{S}_0(u) \left\{ \left[1 - (i\gamma_1/au) \int_{-\infty}^{\infty} U^2(a, x') dx' \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \operatorname{arctg}(u/U(a, x'))/F(x', a) \right] \cdot \bar{F}(x, a) \right\}^{-1}, \quad (48)$$

$$F(x, a) = 1 - (i\gamma_2/au) U(a, x) \operatorname{arctg}(u/U(a, x)).$$

Функция в фигурных скобках при $u \rightarrow 0$ эквивалентна $(\gamma_1/a) (\pi au/2)^{1/2} + \epsilon$, что отличается от ППЧ наличием первого множителя в первом слагаемом — доли ППЧ. Монохроматическое рассеяние не влияет на асимптотику, так как соответствующие ему члены быстрее убывают с расстоянием.

Самое большое отличие от ППЧ получается при ФП R_{II} . В работе [63] выведено асимптотическое уравнение для S , совпадающее по существу с уравнением Харрингтона (45). Отдельно рассмотрены случаи, когда фотон рождается в ядре и крыле линии. В уравнении произведена перенормировка переменных (введение масштабных множителей), но решений его не приводится. Аналогичное уравнение для S при ФП R_{IIA} получено в другой работе Фриш [144] для случая, когда фотоны гибнут лишь в полете при поглощении в непрерывном спектре ($\varepsilon = 0, \beta \rightarrow 0$). Подробное изложение этих результатов и их обобщение дается в [145, 146].

5. Глобальные характеристики. Сравнение различных видов рассеяния.

1) Среднее число рассеяний и средний путь фотонов. В этом разделе мы обсудим глобальные характеристики поля излучения при ЧПЧ, такие, как среднее число рассеяний $N = E_R/E_0$ (или согласно определению [103] $\langle N \rangle = \lambda E_L/(1 - \lambda) E_0 = N - 1$), средний путь фотонов $l = E_c/\beta E_0$ и длина термализации. В этом пункте рассмотрим первые две величины, определению которых посвящен ряд работ. Заметим, что N и l имеют смысл и при $\lambda = 1, \beta = 0$.

Поскольку все результаты для ФП R_I, R_{III} и R_V довольно близки к аналогичным результатам для ППЧ, то почти во всех работах рассматривалась ФП R_{II} .

В [147] получены приближенные выражения для N , рассчитаны N для различных T при ФП R_{IA} и R_{IIA} ($\alpha = 4.3 \cdot 10^{-4}$) и высказана идея,

что рассеяние в крыле линии при ФП R_{II} носит диффузионный характер. Эта идея развивалась в [148], где была введена эффективная частота рассеяния, на которой происходит диффузия.

В [119] рассчитаны N и l для не усредненных по углу ФП R_I и R_{II} при $T \leq 10^5$, $S_0 = 1$, $\varepsilon = 0$, $\beta = 0$, $\alpha = 0$, $4.7 \cdot 10^{-4}$ и $4.7 \cdot 10^{-3}$. Обнаружено, что при $T \leq 10^3$ величина N та же, что и при ППЧ, а при больших T пропорциональна T , а не T^2 . Для плоского слоя оптической толщины $T \leq 2 \cdot 10^7$ с источником в линии в центре слоя при ФП R_{IIA} ($\alpha = 10^{-2}$, $4.3 \cdot 10^{-4}$), $\lambda = 1$, $\beta = 0$ в [117] также рассчитано N и сравнено с результатами для ППЧ. Величина $\langle N \rangle$ рассчитана для R_{IIA} , $\varepsilon = 10^{-4}$, $T \leq 10^3$, $S_0 = 1$, $\alpha = 10^{-3}$ и 10^{-2} в работе [103]. Она больше, чем при ППЧ.

В [149] методом Фотрие для ФП R_{IIA} при $\alpha = 4.7 \cdot 10^{-3}$ и $4.7 \cdot 10^{-4}$, $\varepsilon = \beta = 0$ рассчитаны N и частота x_{\max} , где принимает максимум поток излучения в линии, выходящего из плоского слоя с источниками в линии в его середине. Показано, что $N \sim CT$ и не зависит от α . В работе [150] те же вычисления использованы для определения $2l(T)/T$. Обнаружено, что $2l/T$ пропорционально $T^{1/3}$. Непосредственно путем применения метода Эддингтона, а также из результатов [64] получено, что $2l/T = c(9aT/2\pi)^{1/3}$.

Наиболее подробные расчеты N и l проделаны в [151] методом Фотрие. Рассматривались источники в центре слоя или равномерно распределенные по слою при ФП R_{IIA} с $\alpha = 4.7 \cdot 10^{-n}$, $n = 1(1)5$ и T от 1 до 10^9 , $\varepsilon = 0$. Показано, что при $\beta = 0$ и $aT > 10^3$ величина l с очень хорошей точностью представляется в виде $l(T) = C(aT)(aT)^{1/3}T$, где $C(z)$ — медленно меняющаяся функция порядка единицы, зависящая от вида источников. Отношения же N/T выходят на постоянные, очень хорошо согласующиеся с полученными в [64], при $aT \geq 5 \cdot 10^3$.

В работах [118, 152] методом Монте Карло рассчитаны $l(T, \beta)$ и $N(T, \beta)$ для слоя с источником в середине для ФП R_{IIA} при $\alpha = 4.7 \cdot 10^{-4}$.

Фриш [63] из качественных соображений вывела функциональную зависимость N от T при ФП R_{IIA} , $\lambda = 1$, $\beta = 0$ для фотонов, родившихся в ядре линии, $N \sim T$, что совпадает с результатом [64] и [151], и в крыле $N \sim (aT)^{1/3}$.

Среднее число рассеяний фотона в бесконечной консервативной среде за время t получено в [54] из определения

$$N(t) = \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} I(x, t') \Phi(x) dx, \quad (49)$$

где $I(x, t)$ — решение уравнения (41).

Асимптотики $N(t)$ при больших t в случае ФП R_{1A} , R_a и r_V^0 , помещены в табл. 2. М. М. Баско [54] нашел и зависимость среднего смещения фотона $\tau(t)$ в бесконечной консервативной среде от места его рождения в центре линии за время t . Мы привели все формулы без численных множителей, которые оцениваются в [54].

С ростом t величины $N(t)$ и $\tau(t)$ переходят от одной асимптотики к другой, причем временные интервалы их справедливости — те же, что и соответствующих решений $I(x, t)$. В работе [153] методом Монте Карло рассчитаны $N(t)$ и $\tau(t)$ при $\gamma_1 = 0$, $a = 0, 0.01, 0.1, 1$, t от 1 до 10^6 для двух начальных условий $I(x, 0) = \delta(x)$ и $I(x, 0) = \Phi(x)$. Отмечается верность асимптотик при $at > 10^3$ и уточняются численные множители. Выход на асимптотику для второго начального условия при $a \approx 1$ происходит существенно медленнее.

2) *Длина термализации Λ* . Это среднее расстояние между местом возникновения фотона и местом его выхода из процесса рассеяния (термализации) за счет истинного поглощения в линии или в непрерывном спектре. Ее определению, асимптотикам и численным оценкам при ППЧ посвящена большая литература (см. [2, 6]). Для ЧПЧ длина термализации была введена существенно позже.

В [150] из условия, что для длины термализации Λ за счет поглощения в непрерывном спектре должно выполняться $l(\Lambda) \cdot \beta \approx 1$, для ФП R_{1A} получено $\Lambda \sim a^{-1.4} \beta^{-3/4}$.

Оценки для длины термализации для ФП R_{VA}^0 были даны в [54], исходя из понятия времени термализации t_{th} . Если $\lambda = 1$ и термализация определяется поглощением в континууме, то t_{th} определяется равенством $t_{th} \cdot \beta = 1$; если, напротив, основную роль играет гибель фотонов в линии, то из условия $N(t_{th}) = 1/\varepsilon$. Длина же термализации определена следующим образом: $\Lambda = \tau(t_{th})$, где $\tau(t)$ — среднее смещение фотона за время t . Оценки $N(t)$ и $\tau(t)$ приведены выше. Зависимости Λ от β при $\lambda = 1$ и от $\varepsilon = 1 - \lambda$ при $\beta = 0$ помещены в табл. 2. Границы для β — обратные границам для t , границы для ε приведены в последней строке таблицы, x_D — частота, разделяющая доплеровское ядро и лоренцевское крыло фойгтовского профиля.

Точно такие же функциональные зависимости Λ от ε получены в [63], где $1/\Lambda$ определялось как масштабный множитель оптической глубины, приводящий к конечному пределу в асимптотических уравнениях при $\varepsilon \rightarrow 0$. Для ФП R_{III} , как и для R_V , $\Lambda \sim 1/\varepsilon^2$. Было введено также понятие частоты термализации x_c , причем $\Phi(x_c)\Lambda = 1$ для всех ФП, кроме R_{II} , и $U(a, x_c)\Lambda = x_c$ для R_{II} . Оценки x_c для R_{II} совпадают с оценками частот $x_{max} \sim (aT)^{1/3}$ в [64], где средние интенсивности выходящего излучения J из плоского слоя с центральным источником в линии имеют максимум, и с оценками [149] частоты диффузии фотонов x_* , если в x_c заменить Λ на T . В [63] показано также, что если при ФП R_{II} фотон рождается в крыле линии, то $\Lambda \sim a^{-1}\varepsilon^{-3/2}$, а $x_c \sim \varepsilon^{-1/2}$. И в случае $\lambda = 1$, $\beta \ll 1$ в [144] получена для Λ формула, совпадающая с асимптотиками [54], частота же термализации $x_c \sim a^{1/4}\beta^{-1/4}$.

3) Сравнение рассеяния при ЧПЧ и при ППЧ. Подведем некоторые итоги. Как следует из численных расчетов, многократное рассеяние при ФП, зависящих от угла, происходит почти так же, как и при усредненных по углу. Далее, и аналитические, и численные результаты показывают, что оценки N , Λ и других глобальных характеристик для ЧПЧ при ФП R_I и R_{III} совпадают, а при ФП R_V очень близки (если γ_1 не $\ll a$) к соответствующим оценкам для ППЧ. Близки и функции источников, и интенсивности. Но, конечно, этот вывод качественный. Всегда можно найти ситуацию, то есть определенное расположение источников, определенную неоднородность среды и т. д., когда ППЧ будет давать количественно неточные результаты. Однако, по-видимому, для этих ФП всегда достаточно взять несколько итераций решений, полученных в предположении ППЧ [68].

Для некоторых величин могут быть качественные различия даже между R_{IA} и ППЧ. Например, в [154] найдено среднее число рассеяний фотонов $N_*(x)$ частоты x , попавших в полубесконечную среду извне и затем диффузно отразившихся от нее, при $\beta = 0$ и $\lambda < 1$. Если $x \rightarrow \infty$, то при ФП R_{IA} величина $N_*(x) \rightarrow 1$, в то время как при ППЧ $N_*(x) \rightarrow 1/\varepsilon$. Для среднего числа рассеяний всех фотонов, включая погибшие в среде, такого различия нет.

Наибольшее отличие от ППЧ получается при ФП R_{II} , где рассеяние в крыле линии носит диффузионный характер. Поэтому среднее число рассеяний и средний путь фотонов больше, чем при ППЧ (N пропорционально T , а не $T^{1/2}$, $l \sim T^{4/3}$, а не T), а длина термализации меньше ($\Lambda \sim \beta^{-3/4}$ и $1/\varepsilon$, а не $1/\beta$ и $1/\varepsilon^2$). При учете столкновений, однако, ФП является линейной комбинацией R_{II} и R_{III} для резонансной и R_V и R_{III} для субординатной линий, так что рассеяние тем ближе к ППЧ,

чем больше роль столкновений — вывод, который раньше делался из общих соображений. В [155] установлен критерий применимости ППЧ для атмосфер звезд: столкновительная ширина τ_c должна быть больше радиационной τ_R на глубине в центре линии $\tau_0 \approx 8000$. ППЧ всегда справедливо для слабых линий, ядра и далекого крыла сильных, критерий относится к ближнему крылу. В [155] критерий применен к резонансным линиям в спектре звезд класса А, изучено влияние содержания элемента и вращения звезды.

В следующем разделе обсудим работы, в которых учитывалось движение среды и отличие ее геометрии от плоской.

6. Частичное перераспределение в движущихся и неплоских средах.

1) *Движущиеся плоские среды.* Если вещество движется с некоторой макроскопической скоростью V (будем ее измерять в единицах тепловой), то в системе наблюдателя коэффициент поглощения фотонов в линии будет $\Phi(x - nV)$, где n — орт направления полета фотона в этой системе. Соответственно и ФП атома с данной скоростью v будет $r(x - nv - nV, x' - n'v - n'V)$, а усредненная по v будет $R(x - nV, x' - n'V, \gamma)$. Это выражение в [156] было усреднено по направлениям и получена ФП $R_A(x, x', V)$. Для случаев I, II, III она дается соответственно формулами (7) (при $n = 0$), (9) и (12), где под знаком интеграла для I и III добавляется множитель $\exp(-V^2) \text{sh}(2yV)/2yV$, а для II $\exp(-V^2) \text{sh}[2(y + |u|)V]/2(y + |u|)V$. Эти множители обращаются в 1 при $V = 0$. Полученные функции в [156] были исследованы.

С ФП $R_{IA}(x, x', V)$ в [157] методом Фотриэ, приспособленным к задачам с движением в [158], было решено уравнение переноса излучения в линии в полубесконечной (солнечной) атмосфере. Также для плоской среды (полубесконечной и с $T = 10$) в [159] были рассчитаны функции источников и профили выходящего излучения. В обеих работах было обнаружено большое отличие результатов при ППЧ и ЧПЧ, если V меняется с τ (постоянная V приводит лишь к сдвигу шкалы частот).

Однако вскоре в [160] было показано, что отмеченные большие различия на самом деле фиктивны. Они являются результатом усреднения ФП по направлениям в системе координат наблюдателя. Если взять ФП в системе наблюдателя в виде $R_A(x - Vn, x' - Vn')$, то есть усреднять ФП в системе, связанной с газом, то такого большого различия получиться не должно.

В связи с этим уравнение переноса часто записывают в системе, связанной с газом — сопутствующей. Проведя вычисления таким способом, Михалас с соавторами [161] подтвердили вывод [160]. В их работе [161] описан метод расчета и для рассмотренных в [157] случаев показано, что

результаты отличаются от ППЧ не больше, чем при $V = 0$. К тем же выводам пришли авторы [162].

Вардакас в работе [163] признал справедливость критики [160] его работ [157, 159] и подтвердил ее расчетами. Рассеяние с ФП R_{II} в движущейся среде исследовалось в [164] при $T = 10$ и 200 , $\varepsilon = 10^{-4}$, $\alpha = 10^{-3}$, $S_0 = 1$, $V(\tau) = V_0(1 - 2\tau/T)$, $V_0 = 1$ и 3 . Отличия от ППЧ в потоках невелики при не очень больших T и возрастают при увеличении T и градиента скорости.

Аналогичный расчет для ФП R_{II} и R_{III} с полной угловой и частотной зависимостью выполнен в [125]. Дается метод решения задачи. Мощность первичных источников излучения имитировала подъем температуры в хромосфере. Скорость движения бралась равной тепловой скорости $V(\tau) = v, (\tau)$ согласно модели хромосферы, как и постоянная затухания $\alpha(\tau)$ (наряду с $\alpha = 10^{-3}$). Остальные параметры — те же, что и при расчетах с $V = 0$ (см. табл. 1, № 12). Показано, что ФП R_{III} почти не дает отличий по сравнению с ППЧ, то есть получаются абсорбционные профили с одним минимумом. При ФП R_{II} интенсивность в ядре абсорбционной линии также довольно близка к соответствующей ППЧ. Из-за монохроматичности рассеяния в крыльях выход излучения там значительно слабее, чем при ППЧ. Поэтому в неподвижной и в движущейся средах получаются при ФП R_{II} профили с двумя резкими пиками с двух сторон от среднего минимума.

Модель однородного расширяющегося с постоянным градиентом скорости слоя без поглощения с центральным изотропным источником рассмотрена в [118]. Там рассчитаны $I(T, 0)$, $N(T, 0)$ для ряда градиентов скорости и оптических толщин от 30 до $3 \cdot 10^7$ при ФП R_{IIA} .

Метод решения многоуровневых задач переноса в линиях при учете зависимости ФП от углов, макроскопической скорости и зависимости параметров от двух пространственных координат (двумерная плоская задача) предложен в [165].

2) *Неподвижные неплоские среды.* В ряде работ исследовалось образование линий при ЧПЧ в сферически симметричных средах.

Интегральное уравнение для функции источников и интегродифференциальное уравнение для функции рассеяния, которая входит в уравнение для интенсивности выходящего излучения, также интегродифференциальное, получены в [166]. Резольвента уравнения для функции источников, вероятности выхода и ряд вспомогательных функций введены в [167]. Там же дана вероятностная трактовка задачи. Численный метод решения задач образования линий в сферической оболочке предложен в [168].

Обычно протяженность долгоживущей атмосферы и оболочки звезды сочетаются с истечением вещества или, наоборот, с аккрецией. В таких случаях наряду с протяженностью среды существенно и макроскопическое движение вещества в ней. Поэтому, как правило, оба эти эффекта учитываются одновременно.

3) *Сферически симметричные движения.* Методы численного решения задач переноса линейчатого излучения в движущихся сферических средах были разработаны рядом исследователей.

Весьма общие методы предложены Михаласом и его сотрудниками. Метод решения уравнения переноса в сопутствующей системе координат при усредненных по углу ФП описан и применен в [112, 169]. Он использует переменные эддингтоновские множители и моментные уравнения. Метод решения уравнения переноса в сопутствующей системе при полных ФП, основанный на общей схеме Фотрие, дан в [170].

Еще один метод решения подобных задач предложен Перая [133]. Подробно исследован случай ФП R_1 [171, 172]. Профили получаются сложными, некоторые из них похожи на профили типа Р Лебедя. Различия с ППЧ, вообще говоря, большое, однако профили, усредненные по диску (наблюдаемая величина) разнятся не так сильно. Влияние усреднения по углам и замены дипольной индикатрисы на сферическую исследовано в [133]. В работе [173] показано, на примере рассеяния с ФП R_{1A} в изотермической сферической оболочке, что скорость расширения $V_{\max} \leq 60 v_e$ несущественно влияет на степень возбуждения двухуровневого атома.

В [174] рассчитаны средние числа рассеяний N и доли выходящих фотонов $P = E_e/E_0$ из сферических оболочек с $R_2/R_1 = 3$ и 10 при ФП R_{1A} и R_{1B} , $\beta = 0$, $\varepsilon \approx 10^{-5} - 10^{-8}$ (меняется с τ), расширяющихся с постоянным градиентом скорости. Величина N уменьшается, а P увеличивается с ростом скорости расширения.

Заметим, что в ряде работ (см., например, обзор [175]) указывалось на ошибочность расчетов группы Перая для ФП R_{II} в [176, 177], где функция R_{II} считалась инвариантной относительно замены знака u частоты, что не выполняется.

Метод решения задач с цилиндрической симметрией предложен в работе [178].

Единственная работа аналитического характера в этой области выполнена Н. Н. Чугаев [179]. В приближении (20) им рассмотрена задача о формировании линии при ФП R_{IIA} в однородной бесконечной изотропно расширяющейся среде, когда $1 \gg \alpha \gg \gamma_0 = dV/dz = \text{const}$, а источники в каждом месте — в центре линии. Найден профиль получающейся линии и оценена частота $\nu_d \approx (\alpha/\gamma_0)^{1/3}$, которая разделяет область диффузии

фотонов по частоте при рассеяниях $|x| < x_d$ и область их дрейфа по частоте за счет расширения среды $|x| > x_d$. Фотон испытывает в среднем $N \sim 1/\gamma_0$ рассеяний, причем почти все в ядре линии. Сместившись от места рождения на $\tau_d \approx 1/\gamma_0$ (аналог длины термализации) фотон попадает в область частот $|x| > x_d$. В области $x < -x_d$ фотон еще рассеивается $x_d^2 \ll N$ раз. Все же рассеяния происходят при смещении $\Delta \approx a/\gamma_0^2 \gg \tau_d$, при этом Δ — длина термализации при ППЧ (см. [180]).

Некоторые из упомянутых здесь работ обсуждаются в обзоре [175].

7. *Приложения теории ЧПЧ.* 1) *Линия L_2 в спектрах туманностей.* В этом разделе мы кратко рассмотрим наиболее важные объекты, где существенную роль играет ЧПЧ (см. также обзоры [55, 181]).

Одним из главных объектов приложений теории образования линий являются газовые и в первую очередь планетарные туманности (см. обзор [182]).

В связи с вопросом о величине давления L_2 -фотонов на вещество планетарной туманности, которое определяет ее динамику, и было начато исследование ЧПЧ [13, 22, 102]. Результаты [13, 102] в [148] сравнены с полученными там приближенным методом [147] и оценены плотность L_2 -излучения и давление его в туманностях. В [119] оценена роль пыли и двухфотонных переходов.

В [183] с учетом расширения планетарных туманностей, а в [184] и с учетом пыли рассчитаны профили выходящего излучения L_2 , полные интенсивности и профили средней интенсивности в зависимости от расстояния до ядра планетарной туманности. Впрочем, в эти расчеты могла вкрасться ошибка, о чем говорилось выше.

2) *Боуэновский механизм.* Другой задачей, требующей теории ЧПЧ, является так называемый боуэновский механизм свечения разрешенных линий $\lambda\lambda$ 3454, 3133, 3322 O III в спектрах планетарных туманностей высокого возбуждения за счет линии L_2 He II. Длины волн линий O III λ 303.799 и He II λ 303.780 очень близки. После возбуждения верхнего уровня указанной линии O III происходит флуоресценция в боуэновских линиях.

Количественное рассмотрение этого механизма с учетом ЧПЧ дано в [65]. Там получено некоторое приближенное решение для ФП R_{II} . Образование линии L_2 He II рассматривалось отдельно от линии O III.

Более строгое рассмотрение вопроса дано в [185], где принята точная ФП R_{II} для L_2 He II и ППЧ для O III, учтено поглощение на H и He I, диффузия фотонов в этих линиях рассчитывалась одновременно. Источником свечения He II считался рекомбинационный механизм за счет излуче-

ния центральных звезд с температурами 63000 К и 10^5 К. Такой же расчет произведен и для ядер сейфертовских галактик со спектром центрального источника $\sim \nu^{-x}$, $x = 1.24$ и 0. Показано, что эффективность механизма довольно высока (40% при $x = 1.24$, 20% при $x = 0$). В работе [186] дана упрощенная теория этого эффекта.

3) *Профили линий в спектрах Солнца и звезд.* В настоящее время расчет профилей резонансных линий служит средством построения и уточнения моделей верхней атмосферы Солнца и хромосфер звезд.

При предположении ППЧ удается путем подбора модели хромосферы Солнца рассчитать профили линий, согласующиеся с наблюдениями для центра диска, но согласовать ход изменения профилей сильных линий с абсорбционными и эмиссионными компонентами по диску оказывается невозможным. Одна из первых работ на эту тему — статья [187]. Обзоры этих работ даны в [4, 8, 9, 181]. Михалас с сотрудниками в серии статей показали, что только учет ЧПЧ улучшает дело. Во всех таких расчетах ФП принималась в виде $(1 - b) R_{IIA}(x, x') + bU(a, x)U(a, x')$, а при переходах с подуровней одного уровня вместо R_{II} бралась R^X .

Метод расчета [111] был применен для иллюстративных расчетов профилей линии L_2 , линий Mg II h и k [188], линий H и K Ca II [189] в спектре Солнца. Расчет профиля L_2 с меняющимися с глубиной $\Delta \nu_D$ и ФП согласно модели хромосферы произведен в [82] для двухуровневого атома водорода. Профиль хорошо согласуется с наблюдаемым, а рассчитанный при ППЧ получается в крыле в 5—6 раз сильнее.

Профили солнечных линий L_2 , H и K Ca II, h и k Mg II рассчитывались в [190] (улучшенные постоянные расширения). Необходимость учитывать ЧПЧ при расчете резонансных линий в спектре Солнца продемонстрирована в [191] на примере линии λ 2852 Mg I. В работах [192, 193] показано, что для того, чтобы получить согласие с наблюдениями изменения профиля от центра к краю солнечного диска и уточнить модель атмосферы, необходимо учитывать ЧПЧ при образовании и более слабых линий, таких, как λ 4554 и λ 5854 Ba II.

Модели спокойных и активных областей солнечной хромосферы на основе сравнения расчетов при ЧПЧ с ракетными наблюдениями L_2 построены в [194] при ФП из [39]. ФП из [51], годная на протяжении всей линии, использована в [69]. Согласие с наблюдениями при стандартной модели хромосферы достигнуто в ядре и форме крыльев, однако крылья получились слабее в 4 раза, чем наблюдаемые.

ЧПЧ учитывалось и при расчетах профилей линий в спектрах солнечных образований. Близость рассеяния с ФП R_{II} к монохроматическому в крыле линии отмечалась в [70] при расчете профиля L_2 в спектре хромо-

сферного волокна. В [195] показано, что при рассеянии солнечного излучения на оптически тонких образованиях, находящихся над диском, образуются линии, содержащие информацию о ФП. Профиль L_{α} протуберанца при $T_0(L_{\alpha}) = 2 \cdot 10^5$ рассчитан согласно ППЧ и ЧПЧ в [196]. Показано, что полная интенсивность линии L_{α} и отношение интенсивностей L_{α} и H_{α} при ППЧ получаются в 2 раза больше, и наблюдения подтверждают ЧПЧ.

Три серии статей Линского с сотрудниками (последние из них [197], [198] и [199]) посвящены построению моделей хромосфер конкретных звезд поздних типов, карликов, гигантов и сверхгигантов, на основе расчета профилей различных линий, причем линии Ca II и Mg II рассчитываются с учетом ЧПЧ методами [111, 112]. В работе [200] показано, что для правильного расчета моделей атмосфер типа А и их ультрафиолетового спектра необходимо учитывать ЧПЧ в линиях $L_{\alpha} - L_{\beta}$.

Расчет профиля линии в спектре красного гиганта с учетом влияния звездного ветра сделан в [201]. Влияние макротурбулентности на профили в связи с эффектом Вильсона—Баппу изучено в [129].

4) *Другие приложения.* В [202] и [203] исследованы отклонения от ЛТР с учетом ЧПЧ при рассеянии в линиях. Их подход был подвергнут критике [204].

Теория образования линий при ЧПЧ была развита в [17] в связи с исследованием турбулентных движений в нижней хромосфере.

В работе [205] методом Монте Карло рассчитано рассеяние излучения резонансного триплетта O I (принятого за одну линию) в атмосфере Земли. В [139] исследовано авроральное свечение атмосферы Юпитера. В [54] показано, что результаты работы могут быть применены к исследованию рентгеновских линий Fe XXVI в спектре газовых облаков в окрестности рентгеновской звезды. Наконец, в [179] полученные оценки применены к оболочкам сверхновых на стадии через год после вспышки.

Резюмируя, отметим, что за последнее время теория рассеяния при ЧПЧ быстро развивалась и обогатилась приложениями. Получены ФП при столкновениях, сделаны асимптотические оценки многих величин, исследован характер этого вида рассеяния, созданы численные методы решения сложных задач, воплощенные в машинные программы и применяемые к расчетам для астрофизических объектов. На очереди применения ФП за счет столкновений для конкретных линий многоуровневых атомов и конкретных условий.

SPECTRAL LINE FORMATION WITH PARTIAL FREQUENCY
REDISTRIBUTION

D. I. NAGIRNER

The review includes the following parts. 1) Introduction. 2) Redistribution functions. 3) Radiative transfer equations, their consequences and methods of solution. 4) Radiation fields. Model problems. 5) Global characteristics. Comparison of different kinds of scattering. 6) Partial redistribution in moving and non-plane-media. 7) Applications of the PFR theory.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
2. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
3. Д. И. Нагирнер, Итоги науки и техн., ВИНТИ, Астрономия, 22, 220, 1983.
4. Д. Михалас, Звездные атмосферы, Мир, М., 1982.
5. G. Athay, Radiation Transport in Spectral Lines, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1972.
6. D. G. Hummer, G. B. Rybicki, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 9, 237, 1971.
7. D. G. Hummer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 123, 21, 1962.
8. G. B. Rybicki, In "The Energy Balance and Hydrodynamics of the Solar Chromosphere and Corona", Clermont Ferrand, France, 1977, p. 191.
9. R. W. Milkey, In "Interpret. of Atmospheric Structure in the Presence of Inhomogeneities", Univ. Sydney, Austral, 1976, p. 55.
10. Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory, D. Reydell, Dordrecht, Holland, 1985.
11. P. Heinzel, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 25, 483, 1981.
12. R. Thomas, Astrophys. J., 123, 260, 1957.
13. W. Unno, Publ. Astron. Soc. Jap., 3, 158, 1951.
14. G. B. Field, Astrophys. J., 129, 551, 1959.
15. А. Г. Никогосян, Докл. АН СССР, 235, 786, 1977.
16. C. Van Trigt, Phys. Rev., A13, 734, 1976.
17. W. Unno, Astrophys. J., 129, 388, 1959.
18. В. В. Иванов, А. Б. Шнейвайс, Астрофизика, 12, 246, 1976.
19. В. Г. Левич, Ж. эксперим. и теор. физ., 10, 1293, 1940.
20. L. G. Henyey, Proc. Nat. Acad. Sci., 26, 50, 1941.
21. W. Unno, Publ. Astron. Soc. Jap., 4, 100, 1952.
22. В. В. Соболев, Вестн. ЛГУ, № 5, 85, 1955.
23. А. Г. Никогосян, Докл. АН Арм.ССР, 68, 176, 1979.
24. P. Heinzel, Bull. Astron. Inst. Czechosl. Acad. Sci., 29, 159, 1978.
25. А. Г. Хейнло, Публ. Тартуск. обсерв., 41, 101, 1973.
26. D. Rees, A. Reichel, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer., 8, 1795, 1968.
27. P. Heinzel, I. Hubeny, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer., 30, 77, 1983.

28. *T. Adams, D. G. Hummer, G. B. Rybicki*, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 11, 1365, 1971.
29. *A. Reichel, I. Vardavas*, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 15, 929, 1975.
30. *Г. А. Арутюнян*, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 52, 137, 1980.
31. *S. J. McKenna*, *Astrophys. J.*, 242, 283, 1980.
32. *S. J. McKenna*, *Astrophys. and Space Sci.*, 106, 299, 1984.
33. *R. Wooley*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 98, 624, 1938.
34. *R. Wooley, D. Stibbs*, *The Outer Layers of a Star*, Oxford, Clarendon Press, 1953.
35. *М. М. Баско*, *Препр. Ин-та космич. исслед. АН СССР*, Пр-410, 1978.
36. *A. Omont, E. Smith, J. Cooper*, *Astrophys. J.*, 175, 185, 1972.
37. *I. Hubeny*, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 27, 593, 1982.
38. *P. Heinzl*, *Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory*, D. Reydell, Dordrecht, Holland, 115, 1985.
39. *J. Cooper, R. J. Ballagh*, *Phys. Rev.*, A18, 1302, 1978.
40. *J.-B. Yelnik, D. Voslamber*, *Astrophys. J.*, 230, 184, 1979.
41. *R. J. Ballagh, J. Cooper*, *Astrophys. J.*, 213, 479, 1977.
42. *P. Heinzl, I. Hubeny*, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 27, 1, 1982.
43. *H. Zanstra*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 101, 250, 273, 1941.
44. *H. Zanstra*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 106, 225, 1946.
45. *F. N. Edmonds Jr.*, *Astrophys. J.*, 121, 418, 1955.
46. *D. G. Hummer*, *Smithsonian Astrophys. Observ. Spec. Rep. No. 174*, 1965, p. 143.
47. *J. Cooper*, *Astrophys. J.*, 228, 339, 1979.
48. *C. R. Vidal, J. Cooper, E. W. Smith*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 25, 37, 1973.
49. *K. Burnett, J. Cooper, R. J. Ballagh, E. W. Smith*, *Phys. Rev.*, A22, 2005, 1980.
50. *K. Burnett, J. Cooper*, *Phys. Rev.*, A22, 2027, 2044, 1980.
51. *J.-B. Yelnik, K. Burnett, J. Cooper, R. J. Ballagh, D. Voslamber*, *Astrophys. J.*, 248, 705, 1981.
52. *M. Seitz, B. Baschek, R. Wehrse*, *Astron. and Astrophys.*, 109, 10, 1982.
53. *J. Cooper, R. J. Ballagh, D. G. Hummer*, *Astrophys. J.*, 260, 299, 1982.
54. *М. М. Баско*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 75, 1278, 1978.
55. *I. Hubeny*, *Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory*, D. Reydell, Dordrecht, Holland, 27, 1985.
56. *T. F. Adams*, *Astrophys. J.*, 168, 575, 1971.
57. *М. М. Баско*, *Препр. Ин-та теор. и эксперим. физ.*, ИТЭФ-152, М., 1979.
58. *R. W. Milkey, R. A. Shine, D. Mihalas*, *Astrophys. J.*, 199, 718, 1975.
59. *J. D. Argyros, D. Mugglestone*, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 11, 1621, 1633, 1971.
60. *I. Hubeny, J. Oxenius, E. Simonneau*, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 29, 477, 495, 1983.
61. *C. Magnan*, *Astron. and Astrophys.*, 142, 117, 1985.
62. *C. Magnan*, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 15, 979, 1975.
63. *H. Frisch*, *Astron. and Astrophys.*, 83, 166, 1980.
64. *J. P. Harrington*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 162, 43, 1973.
65. *W. Unno*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 7, 81, 1955.
66. *J. T. Jefferts, O. R. White*, *Astrophys. J.*, 132, 767, 1960.
67. *F. Kneer*, *Astrophys. J.*, 200, 367, 1975.

68. G. B. Scharmer, *Astron. and Astrophys.*, 117, 83, 1983.
69. D. Roussel-Dupre, *Astrophys. J.*, 272, 723, 1983.
70. Н. А. Яковкин, М. Ю. Зельдина, *Астрон. ж.*, 45, 50, 1968.
71. T. R. Ayres, *Astrophys. J.*, 294, 153, 1985.
72. G. Finn, *Astrophys. J.*, 147, 1085, 1967.
73. I. Hubeny, P. Hezel, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 32, 159, 1984.
74. I. Hubeny, *Astron. and Astrophys.*, 145, 461, 1985.
75. R. N. Thomas, *Some Aspects of Non-Equilibrium Thermodynamics in the Presence of Radiation Field*, Univ. Colorado Press, Boulder, Col., 1965.
76. J. W. Warwick, *Astrophys. J.*, 121, 190, 1955.
77. R. Freire Ferrero, *Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory*, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 101, 1985.
78. J. Oxenius, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 5, 771, 1965.
79. I. Hubeny, *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 32, 271, 1981.
80. J. Oxenius, *Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory*, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 59, 1985.
81. E. Simonneau, *Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory*, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 73, 1985.
82. R. W. Milkey, D. Mihalas, *Solar Phys.*, 32, 361, 1973.
83. R. A. Shins, R. W. Milkey, D. Mihalas, *Astrophys. J.*, 201, 222, 1975.
84. J. N. Heasley, F. Kneer, *Astrophys. J.*, 203, 660, 1976.
85. B. Baschek, D. Mihalas, J. Oxenius, *Astron. and Astrophys.*, 97, 43, 1981.
86. J. Cooper, I. Hubeny, J. Oxenius, *Astron. and Astrophys.*, 127, 224, 1983.
87. D. G. Hummer, In "The Formation of Spectral Lines", Smithsonian Inst. *Astrophys. Observ. Spec. Rep. No. 174*, 1965, p. 13.
88. R. Steinitz, R. A. Shins, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 162, 197, 1973.
89. Н. Б. Енгибарян, А. К. Хачатрян, *Астрофизика*, 23, 145, 1985.
90. G. A. Doschek, T. M. Donahue, *Astrophys. J.*, 161, 737, 1970.
91. A. G. Hearn, *Proc. Phys. Soc.*, 84, 11, 1964.
92. В. В. Соболев, *Вестн. ЛГУ*, № 11, 99, 1955.
93. Yu. Sobouti, *Astrophys. J.*, 153, 257, 1968.
94. Н. Б. Енгибарян, *Астрофизика*, 7, 573, 1971.
95. Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян, *Докл. АН Арм.ССР*, 54, 91, 1972.
96. А. Г. Никогосян, Г. А. Арутюнян, *Astrophys. and Space Sci.*, 64, 259, 1979.
97. Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 8, 213, 1972.
98. О. В. Пикичян, *Докл. АН Арм.ССР*, 67, 151, 1978.
99. О. В. Пикичян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 52, 148, 1980.
100. О. В. Пикичян, *Астрофизика*, 14, 169, 1978.
101. D. G. Hummer, G. B. Rybicki, *Methods in Computational Physics*, 7, 53, 1967.
102. B. Yada, T. Oaki, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 9, 82, 1957.
103. D. G. Hummer, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 145, 95, 1969.
104. R. Wehrse, *Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory*, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 207, 1985.
105. Н. Б. Енгибарян, А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 8, 71, 1972.
106. N. B. Yengibarjan, A. G. Nikoghosstan, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 13, 787, 1973.
107. А. Г. Никогосян, Г. А. Арутюнян, *Докл. АН СССР*, 229, 583, 1976.
108. C. J. Cannon, P. B. Loper, C. Magnan, *Astron. and Astrophys.*, 42, 347, 1975.
109. L. G. Stenholm, R. Wehrse, *Astron. and Astrophys.*, 131, 399, 1984.

110. G. B. Scharmer, M. Carlsson, *J. Computational Phys.*, 59, 56, 1985.
111. R. Milkey, D. Mihalas, *Astrophys. J.*, 185, 709, 1973.
112. R. Milkey, R. Shine, D. Mihalas, *Astrophys. J.*, 202, 250, 1975.
113. I. Habeny, *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 36, 1, 1985.
114. Jong-Sen Lee, *Astrophys. J.*, 192, 465, 1974.
115. Jong-Sen Lee, *Astrophys. J.*, 218, 857, 1977.
116. Jong-Sen Lee, *Astrophys. J.*, 255, 303, 1982.
117. L. Avery, L. House, *Astrophys. J.*, 152, 493, 1968.
118. J. R. Bontlha, R. L. Ferch, E. E. Salpeter, G. Slater, P. D. Nordlinger, *Astrophys. J.*, 233, 649, 1979.
119. L. Auer, *Astrophys. J.*, 153, 783, 1968.
120. J. T. Jeffries, R. N. Thomas, *Astrophys. J.*, 127, 667, 1958.
121. J. D. Argyros, *Proc. Astron. Soc. Austral.*, 1, 389, 1970.
122. М. С. Геворкян, Н. Б. Егибарян, А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 11, 455, 1975.
123. I. Vardavas, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 16, 1, 1976.
124. I. Vardavas, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 16, 715, 1976.
125. I. M. Vardavas, C. J. Cannon, *Astron. and Astrophys.*, 53, 107, 1976.
126. R. R. Meier, Jong-Sen Lee, *Astrophys. J.*, 219, 262, 1978.
127. Г. А. Арутюнян, А. Г. Никогосян, *Докл. АН СССР*, 242, 66, 1978.
128. Jong-Sen Lee, R. R. Meier, *Astrophys. J.*, 240, 185, 1980.
129. G. S. Baart, *Astrophys. J.*, 242, 1133, 1980.
130. Г. А. Арутюнян, *Докл. АН Арм.ССР*, 70, 41, 1980.
131. R. R. Meier, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 25, 137, 1981.
132. R. R. Meier, Jong-Sen Lee, *Astrophys. J.*, 250, 376, 1981.
133. A. Peratah, *Kodaikanal Obs. Bull., Ser. A*, 2, 115, 1978.
134. D. Mohan Rao, K. E. Rangarajan, A. Peratah, *J. Astrophys. and Astron.*, 5, 169, 1984.
135. М. С. Геворкян, А. Х. Хачатрян, *Астрофизика*, 22, 599, 1985.
136. Н. Б. Егибарян, А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 9, 79, 1973.
137. Н. А. Haruthanian, A. G. Nikogosian, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 19, 135, 1978.
138. Д. И. Нагирнер, *Астрофизика*, 18, 608, 1982.
139. G. R. Gladstone, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 27, 545, 1982.
140. V. V. Ivanov, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 19, 192, 1967.
141. Д. И. Нагирнер, *Вестн. ЛГУ*, № 7, 138, 1977.
142. M. G. Payne, J. E. Talmage, G. B. Hurst, E. B. Wagner, *Phys. Rev.*, A9, 1050, 1974.
143. J. P. Harrington, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 166, 373, 1974.
144. H. Frisch, *Astron. and Astrophys.*, 87, 357, 1980.
145. H. Frisch, *Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory*, D. Reydel, Dordrecht, Holland, 87, 1985.
146. H. Frisch, C. Bardos, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 26, 119, 1981.
147. D. E. Osterbrock, *Astrophys. J.*, 135, 195, 1962.
148. E. R. Capriotti, *Astrophys. J.*, 150, 79, 1967.
149. T. F. Adams, *Astrophys. J.*, 174, 439, 1972.
150. T. F. Adams, *Astrophys. J.*, 201, 350, 1975.
151. D. G. Hummer, P. B. Kunasz, *Astrophys. J.*, 236, 609, 1980.
152. G. Slater, E. E. Salpeter, I. Wasserman, *Astrophys. J.*, 255, 293, 1982.
153. М. М. Баско, *Астрофизика*, 17, 125, 1981.

154. Г. А. Арутюнян, А. Г. Николосян, Докл. АН СССР, 268, 1342, 1983.
155. R. Freire Ferrero, P. Goutebrose, Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory, D. Reydol, Dordrecht, Holland, 125, 1985.
156. D. G. Hummer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 141, 479, 1968.
157. C. J. Cannon, I. M. Vardavas, Astron. and Astrophys., 32, 85, 1974.
158. C. J. Cannon, Austral. J. Phys., 25, 177, 1972.
159. I. M. Vardavas, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer., 14, 909, 1974.
160. C. Magnan, Astron. and Astrophys., 35, 233, 1974.
161. D. Mihalas, R. A. Shine, P. B. Kunasz, D. G. Hummer, Astrophys. J., 205, 492, 1976.
162. W.-R. Hamman, R.-P. Kudritzki, Astron. and Astrophys., 54, 525, 1977.
163. I. M. Vardavas, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer., 16, 781, 1976.
164. I. M. Vardavas, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer., 16, 901, 1976.
165. C. J. Cannon, Astron. and Astrophys., 52, 337, 1976.
166. T. H. Kho, K. K. Sen, Astrophys. and Space Sci., 21, 237, 1973.
167. S. J. Wilson, K. K. Sen, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer., 13, 757, 1973.
168. A. Peratah, Astrophys. and Space Sci., 58, 189, 1978.
169. D. Mihalas, P. B. Kunasz, D. G. Hummer, Astrophys. J., 210, 419, 1976.
170. D. Mihalas, Astrophys. J., 238, 1034, 1980.
171. A. Peratah, Astrophys. and Space Sci., 63, 267, 1979.
172. A. Peratah, J. Astrophys. and Astron., 1, 3, 1980.
173. A. Peratah, D. Mohan Rao, Astrophys. and Space Sci., 80, 437, 1981.
174. A. Peratah, K. E. Rangarajan, D. Mohan Rao, J. Astrophys. and Astron., 2, 81, 1981.
175. В. П. Гринин, Астрофизика, 20, 365, 1984.
176. A. Peratah, Kodaikanal Observ. Bull., Ser. A, 2, 203, 1979.
177. A. Peratah, K. N. Nagendra, Astrophys. and Space Sci., 90, 237, 1983.
178. P. B. Kunasz, Astrophys. J., 276, 677, 1984.
179. Н. Н. Чурай, Письма в Астрон. ж., 6, 166, 1980.
180. С. И. Грачев, Астрофизика, 13, 186, 1977.
181. J. L. Linsky, Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory, D. Reydol, Dordrecht, Holland, 1, 1985.
182. D. G. Hummer, In "Planetary Nebulae", D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1983, p. 211.
183. R. Wehrse, A. Peratah, Astron. and Astrophys., 71, 289, 1979.
184. A. Peratah, R. Wehrse, Astron. and Astrophys., 70, 213, 1978.
185. R. L. Weymann, R. E. Williams, Astrophys. J., 157, 1201, 1969.
186. T. Kallman, R. Mc. Cray, Astrophys. J., 242, 615, 1980.
187. R. G. Athay, A. Skumanich, Astron. J., 73, S2, 1968.
188. R. W. Milkey, D. Mihalas, Astrophys. J., 192, 769, 1974.
189. R. A. Shine, R. W. Milkey, D. Mihalas, Astrophys. J., 199, 724, 1975.
190. T. R. Ayres, J. L. Linsky, Astrophys. J., 205, 874, 1976.
191. R. C. Canfield, L. E. Cram, Astrophys. J., 216, 654, 1977.
192. R. J. Rutten, Solar Phys., 56, 237, 1978.
193. R. J. Rutten, R. W. Milkey, Astrophys. J., 231, 277, 1979.
194. G. S. Basri, J. L. Linsky, J.-D. F. Bartoe, G. Brueckner, M. E. Van Hooster, Astrophys. J., 230, 924, 1979.
195. L. E. Cram, I. M. Vardavas, Solar Phys., 57, 27, 1978.

196. *R. W. Milkey, J. N. Heasley, E. J. Schmahl, O. Engvold*, In "Physics of Solar Prominences", Oslo, Blindern, 1978, p. 53.
197. *M. S. Giampapa, S. P. Worden, J. L. Linsky*, *Astrophys. J.*, 258, 740, 1982.
198. *K. Ericsson, J. L. Linsky, T. Simon*, *Astrophys. J.*, 272, 665, 1983.
199. *S. A. Drake, J. L. Linsky*, *Astrophys. J.*, 273, 299, 1983.
200. *I. Hubeny*, *Astron. and Astrophys.*, 98, 96, 1981.
201. *A. Hemspe*, *Progress in Stellar Spectral Line Formation Theory*, D. Reydell, Dordrecht, Holland, 343, 1985.
202. *L. Henyey*, *Astrophys. J.*, 103, 332, 1946.
203. *L. Henyey, W. Grassberger*, *Astrophys. J.*, 122, 498, 1955.
204. *К. Х. Бем*, в сб. «Звездные атмосферы», М., ИЛ, 1963, стр. 103.
205. *L. Wallace*, *Planet. and Space Sci.*, 19, 377, 1971.

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 26

ФЕВРАЛЬ, 1987

ВЫПУСК 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВЫХ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ. I <i>М. А. Казарян, Э. С. Казарян</i>	5
КВАЗАРЫ И ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ В БЮРАКАНСКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОБЗОРАХ <i>Б. Е. Маркарян, А. К. Ерастова, В. А. Липовицкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова</i>	15
НОВАЯ ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ПОВЕРХНОСТНОЙ ФОТОМЕТРИИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. I <i>М. Калинков, И. Канева, Ф. Бёрнсен, А. Т. Каллолян</i>	29
О ПРИРОДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕР СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК <i>Г. М. Товмасын, С. А. Аюкян</i>	45
АНАЛИЗ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АТМОСФЕРЫ θ VIR <i>В. М. Добричев, Т. А. Рябчикова, Д. В. Райкова</i>	55
ЛИНИЯ H_{α} В ДИАГНОСТИКЕ ХРОМОСФЕРЫ <i>Т. А. Киппер</i>	61
НЕЙТРАЛЬНЫЙ ВОДОРОД ВОКРУГ НЕКОТОРЫХ МОЛОДЫХ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ <i>И. В. Госачинский, В. К. Херсонский</i>	69
ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ <i>В. Д. Кузнецов</i>	77
РАССЕЯНИЕ L_{α} -КВАНТОВ В БЕСКОНЕЧНОЙ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В КОНТИНУУМЕ <i>Н. Н. Чурай</i>	89
ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ. ЭФФЕКТЫ ОТРАЖЕНИЯ <i>А. Г. Титарчук</i>	97

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СИЛЬНЫЕ АДИАБАТИЧЕСКИЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ПРОИЗВОЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ. АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД <i>Б. И. Гнатык</i>	113
К ТЕОРИИ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ <i>Р. М. Авакян, А. В. Саркисян</i>	129
ТЕОРИЯ КАТАСТРОФ И ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ <i>В. Г. Гурзadyн, А. А. Кочарян, С. Г. Матинян</i>	139
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СН ЛЕБЕДЯ . . . <i>Т. Н. Худякова</i>	153
ОБЗОРЫ	
ОБРАЗОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИ ЧАСТИЧНОМ ПЕРЕРАС- ПРЕДЕЛЕНИИ ПО ЧАСТОТЕ <i>Д. И. Натирнер</i>	157

CONTENTS

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS I <i>M. A. Kazarian, E. S. Kazarian</i>	5
QUASARS AND STELLAR OBJECTS IN BYURAKAN SURVEYS <i>B. E. Markurtan, L. K. Erastova, V. A. Lipovetsky, D. A. Stepanian, A. I. Shapovalova</i>	15
NEW PROCESSING OF SURFACE PHOTOMETRY OF MARKARIAN GALAXIES. I. <i>M. Kalitkov, I. Kuneva, F. Börngen, A. T. Kalloghlian</i>	29
ON THE NATURE OF NUCLEI OF SPIRAL GALAXIES <i>H. M. Tovmasian, S. A. Hakopian</i>	45
MODEL ATMOSPHERE ABUNDANCE ANALYSIS OF θ VIR <i>V. M. Dobrichev, T. A. Rtabchikova, O. V. Raikova</i>	55
THE H_{α} LINE AS A CHROMOSPHERIC DIAGNOSIS <i>T. A. Kipper</i>	61
NEUTRAL HYDROGEN AROUND SOME YOUNG SUPER NOVA REMNANTS <i>I. V. Gosachtinskij, V. K. Khersonskij</i>	69
DYNAMICAL EFFECTS OF COSMIC RAYS IN INTERSTELLAR MEDIUM <i>V. D. Kuznetsov</i>	77
THE SCATTERING OF L_{α} QUANTA IN INFINITE EXPANDING MEDIUM WITH CONTINUUM ABSORPTION <i>N. N. Chugat</i>	89
SPECTRAL FORMATION OF X-RAY RADIATION IN THE CLOSE BINARY SYSTEMS. THE REFLECTION EFFECTS <i>L. G. Titarchuk</i>	97
STRONG ADIABATIC SHOCK WAVES IN ARBITRARY NONUNIFORM MEDIA. ANALYTIC APPROACH <i>B. I. Hnatyk</i>	113
ON THE THEORY OF NUCLEAR MATTER <i>R. M. Avakian, A. V. Sarkisyan</i>	129
CATASTROPHE THEORY AND STELLAR SYSTEMS <i>V. G. Gurzadyan, A. A. Kocharyan, S. G. Matinyan</i>	139
POLARIZATION OBSERVATIONS OF CH CYGNI <i>T. N. Khudyakova</i>	153
SPECTRAL LINE FORMATION WITH PARTIAL FREQUENCY REDISTRIBUTION <i>D. I. Nagtner</i>	157